

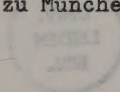
**Ein spektrales Modell
zur Bestimmung von stationären Zuständen
orographisch beeinflusster
planetarischer Zirkulationssysteme**

Klaus-Peter Hoinka

1975

Ein spektrales Modell zur Bestimmung von stationären
Zuständen orographisch beeinflusster planetarischer
Zirkulationssysteme

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
des
Fachbereichs Physik
der Ludwig-Maximilians Universität
zu München



vorgelegt
von
Klaus-Peter Hoinka
aus München

Mai 1975



1. Berichterstatter: Prof. Dr. J. Egger
 2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Hofmann
- Tag der mündlichen Prüfung: 22.7.1975

Inhaltsverzeichnis

	Zusammenfassung	1
	Einleitung	2
I	Das Modell	8
II	Das Verhalten des inneren Systems ohne Orographie (Überblick über die Ergebnisse aus der Literatur)	28
III	Verhalten des inneren Systems des Zeitmodells	31
IV	Lösung des stationären Gleichungssystems	52
V	Die Bedeutung der dritten Momente bei den verschiedenen Zirkulationsmustern	70
VI	Energiebetrachtung	76
VII	Der meridionale geostrophische Wärmetransport	98
	Schlußbemerkung	105
	Verzeichnis der verwendeten Symbole	106
	Literaturhinweise	108

ZUSAMMENFASSUNG

In der vorliegenden Arbeit wird versucht Klima und Klimaänderung einer quasi-geostrophischen Kanalströmung unter Orographieeinfluß zu simulieren. Dazu wird ein quasi-geostrophisches spektrales stationäres Zwei-Schichten-Modell konstruiert, mit dem sich zeitlich gemittelte Feldgrößen (Statistiken) berechnen lassen. Dem Modell liegen die zeitlich gemittelten Gleichungen des Zwei-Schichten-Modells von Phillips (1956) zugrunde. Reibung, Strahlung und Orographie werden in den Gleichungen berücksichtigt. Zur Bestimmung der auftretenden Statistiken werden die prognostischen Gleichungen für die Produkte von Feldgrößen in zeitlich gemittelter Form herangezogen.

Zusätzlich wird mit einem zeitabhängigen Modell (Zeitmodell) gerechnet, das auf denselben Gleichungen wie das stationäre Modell basiert. Dies ist deshalb notwendig, da Lösungen des nichtlinearen stationären Modells nur mit Hilfe der Ergebnisse des Zeitmodells berechnet werden können. Die Lösungen des stationären Modells werden mit den Lösungen des Zeitmodells verglichen. Verschiedene Zirkulationsmuster werden in Abhängigkeit von der Orographie und der Solarstrahlung als Lösungen des stationären Modells bestimmt. Eine Klimasimulation mit Hilfe des stationären Modells ist ohne Benutzung des Zeitmodells nicht möglich. Klimaänderung ist aber bei allen Zirkulationsmustern mit Hilfe des stationären Modells beschreibbar.

Die einzelnen Zirkulationsformen werden in ihren Energiezyklen und ihren meridionalen Wärmetransporten untersucht. Dabei findet der Einfluß der Orographie auf die Zirkulationsform besondere Beachtung.

EINLEITUNG

In der Klimatologie versucht man das Klima zu bestimmen, indem man über lange, ausgesuchte Zeitperioden den Zustand der Atmosphäre zu einzelnen Zeitpunkten mißt. Mit Hilfe der Computertechnik wurde es möglich Klimasimulation mit numerischen Modellen durchzuführen. Diese Klimasimulation initiierte eine erneute Diskussion der Definition des Klimas.

Landsberg (1958) definiert Klima als den mittleren Zustand der Erdatmosphäre für einen bestimmten Ort innerhalb eines bestimmten Zeitintervalls. Diese Definition enthält zwei zu interpretierende Begriffe. Es wird vom mittleren Zustand der Erdatmosphäre gesprochen. Bei Wetterbeobachtungen werden verschiedene meteorologische Feldgrößen (Druck, Temperatur usw.) gemessen, die das Wetter charakterisieren. Für eine zeitliche Reihe derartiger Messungen, durchgeführt gewöhnlich über eine ausgedehnte Zeitperiode, lassen sich statistische Eigenschaften der Beobachtungsreihe feststellen. Eine statistische Größe ist der Mittelwert einer Feldgröße für die Zeitperiode. Diese statistischen Größen beschreiben den mittleren Zustand. Als zweites steht in der Definition der Begriff des Zeitintervalls, für das der mittlere Zustand am vorgegebenen Ort bestimmt werden soll. Es ist einsichtig, daß die statistischen Eigenschaften von Beobachtungsreihen über verschiedene Zeitintervalle verschiedene Klimate beschreiben können. Deshalb muß die Zeitperiode, für die die statistischen Größen bestimmt werden, festgelegt werden.

Das Klima wird von der Orographie, der Solarstrahlung, dem Ozean u.a. stark beeinflusst. Wird Klima mit Hilfe eines Klimamodells simuliert, so sollten alle möglichen Effekte dieser Art berücksichtigt werden. Eine Eigenschaft der Orographie, der Solarstrahlung u.ä. und von deren Einflüssen auf die Atmosphäre ist, daß sie sich sehr langsam ändern während

eines großen Zeitraumes. In einem Klimamodell werden Orographie u.ä. als sog. äußeres System bezeichnet. Das dazugehörige innere System simuliert im Modell die Atmosphäre. Es hat die Eigenschaft, daß sich die den Zustand des inneren Systems beschreibenden Feldgrößen während eines kleinen Zeitraumes relativ rasch ändern können. Zwischen dem inneren und äußeren System gibt es Zusammenhänge, welche durch die sog. Zwangsfunktionen beschrieben werden. Über die Zwangsfunktionen kann das äußere System das innere System beeinflussen und umgekehrt.

Um das Klima mit einem Modell zu simulieren und damit alle statistischen Größen zu berechnen, die das Klima beschreiben ist sehr großer Rechenaufwand notwendig. Mit Hilfe der Unterteilung des Modells in ein äußeres und ein inneres System kann unter Klima des inneren Systems der mittlere Zustand des inneren Systems innerhalb einer festzulegenden Zeitperiode verstanden werden, bei zeitlich konstantem äußeren System. Dies ist sinnvoll, da die Mittelungsperiode des inneren Systems kurz gegenüber dem "Zeit-Scale" des äußeren Systems ist. Zu jedem festen äußeren System kann ein mittlerer Zustand des inneren Systems, ein Klima, berechnet werden. "Klimaänderung" kann als Änderung des mittleren Zustandes während eines langen Zeitintervalls definiert werden, während dem sich das äußere System ändert.

Um das Klima eines sich z.B. über zwei Monate ändernden inneren Systems zu untersuchen, muß ein prognostisches Modell über zwei Monate gerechnet werden um das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems zu bestimmen. Damit können dann die statistischen Größen dieser Zeitperiode errechnet werden. Es ist einsichtig, wie teuer ein derartiges Unternehmen bei einem komplizierten Klimamodell ist. Besitzt man aber ein stationäres Modell, mit dem sich die vom äußeren System abhängigen statistischen Größen und

damit der mittlere Zustand des inneren Systems berechnen lassen ohne das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems zu studieren, so wäre dies ein weniger aufwendiges Verfahren um Klima zu simulieren. Die Simulation des Klimas mit Hilfe eines stationären Modells soll in dieser Arbeit versucht werden. Die Konstruktion eines derartigen Modells und der Versuch mit Hilfe dieses Modells Klima zu simulieren ist sinnvoll, da man prüfen sollte, ob dieses vermutlich einfachere und kostensparendere Verfahren Klima zu simulieren tauglich ist. Zudem ist nach Wissen des Autors kein vergleichbares Modell in der Literatur beschrieben. Der mittlere zeitliche Zustand des inneren Systems des stationären Modells soll im folgenden als stationärer Zustand bezeichnet werden. Ziel dieser Arbeit ist es festzustellen, ob das innere System des stationären Modells stationäre Zustände bei festem äußeren System besitzt.

Das Problem der Simulation des Klimas und der Klimaänderung ist in hohem Grade kompliziert, so daß man zweckmäßigerweise das Problem, wo es möglich ist, in verschiedene Teilprobleme aufspaltet. Das kann z.B. dadurch geschehen, daß man mit Hilfe von verschiedenen Modellen den Einfluß der Orographie, des Ozeans u.a. untersucht. Die Orographie als Teil des äußeren Systems hat starken Einfluß auf das innere System und kann das Klima des inneren Systems entscheidend beeinflussen. Bei Durchsicht der Literatur lassen sich vier verschiedene Modelltypen mit Orographie unterscheiden:

- a) Linearisierte Modelle, die den Einfluß der Orographie auf den stationären Strömungszustand bei Vorgabe eines Grundzustandes berechnen. Dabei werden durch das Modellgebiet ziehende Hoch- und Tiefdrucksysteme (wandernde Wellen) und ihr Einfluß auf den stationären Zustand nicht berücksichtigt. Das äußere

System besteht nur aus der Orographie. Hier sind die Arbeiten von Bolin (1956), Saltzman (1963, 1965, 1968), Sankar-Rao (1963), Murakami (1965), Barrett (1961) und Derome (1968) zu nennen. Saltzman (1968) gibt einen Überblick über Arbeiten mit diesem Modelltyp.

- b) Nichtlineare Modelle, die den Einfluß der Orographie auf das zeitlich veränderliche Strömungsverhalten in einem Kanal berechnen. Dabei werden wandernde Wellen und deren Wechselwirkung mit den orographisch bedingten stehenden Wellen berücksichtigt. In diesem Modelltyp wird zumeist nur Orographie im äußeren System beachtet. Hier wären die Arbeiten von Fischer (1968) und Edelman (1971, 1972) zu erwähnen.
- c) Nichtlineare Modelle, die den Einfluß der Orographie auf den stationären Strömungszustand bestimmen bei gleichzeitiger Berücksichtigung wandernder Wellen und deren Wechselwirkung mit den stehenden Wellen. Bei diesem Modelltyp besteht das äußere System aus Orographie und Solarstrahlung. Nach Wissen des Autors hat sich mit dem Problem nur Kim (1973) beschäftigt.
- d) Modelle der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation; dies sind Modelle, die das zeitlich veränderliche Verhalten der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation unter Berücksichtigung der Orographie bestimmen wollen. Diese Modelle besitzen ein sehr komplexes äußeres System. Die Klimasimulation mit diesem Modelltyp ist auch deshalb sehr aufwendig. Kasahara und Washington (1967, 1971) und Mintz (1965) haben Modelle dieses Modelltyps entwickelt.

In der vorliegenden Arbeit wird ein stationäres Modell mit Orographie und Solarstrahlung im äußeren System vorgestellt. Es ist ein quasi-geostrophisches spektrales Zweischichten-Modell, das für einen Kanal gerechnet werden soll. Die Wechselwirkung zwischen stehenden Wellen erzwungen durch Orographie und wandernden Wellen soll Beachtung finden. Es wäre unter dem Punkte c) einzuordnen.

Nach Wissen des Autors ist keine mit diesem stationären Modell vergleichbare Untersuchung mit Orographie in der Literatur vorhanden. Um die Ergebnisse des stationären Modells überprüfen zu können, sollten Ergebnisse aus einem Vergleichsmodell herangezogen werden können. Ein derartiges Vergleichsmodell wird in dieser Arbeit benützt. Dabei handelt es sich um ein Modell, das auf denselben Gleichungen und dem gleichen äußeren System (Orographie und Solarstrahlung) wie das stationäre Modell basiert. Es ist ein Modell, mit dem sich das zeitlich veränderliche Verhalten der Feldfunktionen des inneren Systems berechnen läßt. Werden die berechneten Feldfunktionen zeitlich gemittelt über ein zu definierendes Zeitintervall, so beschreiben die statistischen Größen einen zeitlich gemittelten Zustand. Dieser zeitlich gemittelte Zustand kann von der Mittelungsperiode abhängen. Er wird als Klima des inneren Systems dieses Modells definiert. Im folgenden sei dieses Modell unter dem Namen Zeitmodell gekennzeichnet. Das Modell wäre unter dem Punkte b) einzuordnen.

Es liegen somit zwei Modelle vor, deren innere Systeme Klimate besitzen können. Als Klima des stationären Modells wird ein stationärer Zustand des inneren Systems bezeichnet. Im Zeitmodell ist ein zeitlich gemittelter Zustand des inneren Systems als Klima definiert. Es muß geprüft werden, ob Unterschiede zwischen dem stationären Zustand des stationären Modells und dem zeitlich gemittelten Zu-

stand des Zeitmodells bei gleichem festen äußeren System existieren. Bestehen keine oder zu vernachlässigende Unterschiede zwischen beiden Klimaten, so kann das Klima mit beiden Modellen bestimmt werden; damit hat man die Möglichkeit sich das Modell auszusuchen, das einem zweckmäßiger erscheint.

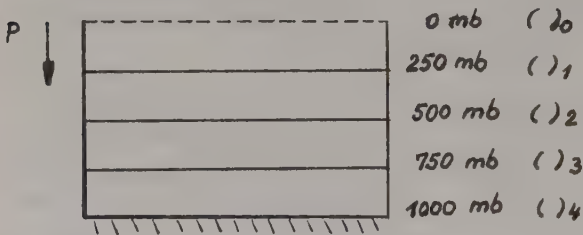
Der Vergleich beider Klimate wird in dieser Arbeit bei verschiedenen äußeren Systemen gemacht. Die äußeren Systeme werden mit unterschiedlicher Solarstrahlung angesetzt. Darüber hinaus werden verschiedene zeitlich gemittelte Zirkulationsmuster (Hadley-Zirkulation, Vacillation u.ä.) in ihrer Energiestruktur studiert und die Unterschiede der einzelnen Zirkulationsmuster herausgearbeitet.

Der Einfluß der Orographie auf die stationären Zustände des inneren Systems wird im Rahmen des stationären Modells studiert und mit dem Zeitmodell wird vergleichend der Effekt der Orographie auf das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems untersucht. Die Orographie bewirkt im inneren System das Auftreten von stehenden Wellen. Aufgrund dieser stehenden Wellen findet ein Wärmetransport statt. In der vorliegenden Arbeit wird der meridionale Wärmetransport vermittle der stehenden Wellen und der wandernden Wellen in Abhängigkeit vom äußeren System eigens untersucht.

I Das Modell

1) Die Gleichungen des Modells

Das Modellgebiet sei durch einen Kanal beschrieben von 8500 km Breite ($L_y/2$), der im Norden und Süden durch vertikale Wände eingesäumt ist. Die y -Achse beschreibe die Nord-Süd-Richtung, die x -Achse die West-Ost-Richtung. Der Südrand des Kanals sei die Achse $y = 0$ und der Nordrand $y = L_y/2$. Sämtliche Funktionen werden bezüglich der x -Richtung als periodisch mit der Periode $L_x = 20\,000$ km angenommen. Die Modellatmosphäre wird vertikal durch fünf Druckflächen diskretisiert.



Dabei kennzeichnen die Indizes 0 bis 4 die entsprechenden Druckflächen.

Das in dieser Arbeit vorgestellte stationäre Modell basiert auf den Modellen von Phillips (1956) und Charney (1959). Ausgangsgleichungen für die Konstruktion des stationären Modells dieser Arbeit sind die geostrophisch approximierten Vorticitygleichung für das Niveau 1

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\nabla^2 \psi_1) = & -f(\psi_1, \nabla^2 \psi_1) - \beta \frac{\partial}{\partial x} \psi_1 + f_0 \frac{\omega_2}{p_2} \\ & + A \nabla^2 (\nabla^2 \psi_1) - \frac{g}{p_2} \nabla \times \tau_2 \cdot \vec{k} \end{aligned} \quad (1)$$

für das Niveau 3

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\nabla^2 \psi_3) = & -f(\psi_3, \nabla^2 \psi_3) - \beta \frac{\partial}{\partial x} \psi_3 - f_0 \frac{\omega_2}{p_2} \\ & + f_0 \frac{\omega_4}{p_2} + A \nabla^2(\nabla^2 \psi_3) + \frac{g}{p_2} \nabla \times \tau_2 \cdot \vec{k} \\ & - \frac{g}{p_2} \nabla \times \tau_4 \cdot \vec{k} \end{aligned} \quad (2)$$

und die thermodynamische Gleichung für Niveau 2

$$\frac{\omega_2 \sigma_2}{f_0} = -\frac{\partial^2}{\partial t \partial p} \psi_2 - f(\psi_2, (\frac{\partial \psi}{\partial p})_2) - \frac{R}{c_p p_2 f_0} (\frac{dQ}{dt})_2 \quad (3)$$

Dabei ist A der Diffusionskoeffizient, σ_2 die statische Stabilität und $(dQ/dt)_2$ die nichtadiabatische Erwärmungsrate in 500 mb. ψ_1 , ψ_2 und ψ_3 werden durch das vertikale Mittel der Stromfunktion ψ und durch die vertikale Scherung der Stromfunktion $\mathcal{E}$ ausgedrückt.

$$\psi_1 = \psi + \mathcal{E}$$

$$\psi_2 = \psi$$

$$\psi_3 = \psi - \mathcal{E}$$

Von Charney (1959) wird übernommen:

$$\nabla \times \tau_4 \cdot \vec{k} = -p_2 k \mathcal{E}_4 / g$$

Dabei ist ζ_4 die geostrophische Vorticity am Boden, k der Koeffizient der Bodenreibung. Die Vorticity am Boden wird durch Extrapolation abwärts von Niveau 1 und Niveau 3 gewonnen mit Hilfe von Ansatz (4)

$$(\zeta)_4 = \frac{3}{2} (\zeta)_3 - \frac{1}{2} (\zeta)_1 \quad (4)$$

Die Schubspannung τ_2 auf der 500 mb Fläche wird nach Charney (1959) durch die vertikale Windscherung angenähert.

$$\tau_2 \approx \frac{p_2}{g} k_1 (\vec{v}_1 - \vec{v}_3)$$

Hier ist k_1 der Koeffizient der inneren Reibung. Die generalisierte Vertikalbewegung im p-System im 500 mb Niveau ω_2 wird durch Einsetzen von (3) in (1) und (2) eliminiert. Die Vertikalbewegung in Bodennähe ω_4 verschwinde im Gegensatz zum Phillips-Modell (1956) nicht. An dieser Stelle wird Orographie eingeführt. Dies geschieht durch Einführung einer erzwungenen Vertikalbewegung in Bodennähe mit dem üblichen Ansatz

$$\omega_4 = \vec{v}_4 \cdot \nabla p_B$$

Hierbei ist p_B die Abweichung des Bodendrucks von der 1000 mb Fläche auf Grund der Orographie. Da der Bodenwind $\vec{v}_4$ bei Verwendung von Ansatz (4) dem Betrage nach zu klein wird und damit auch ω_4 zu schwach wird, wird $\vec{v}_4$ an dieser Stelle

$$\vec{v}_4 = \vec{v}_3/2$$

gesetzt, um einen deutlichen orographischen Effekt zu gestatten. Derome (1968) setzt

$$\vec{v}_4 = 1.3 \vec{v}_3 - 0.3 \vec{v}_1$$

Das entspricht ebenfalls einer Verstärkung des Orographie-Einflusses gegenüber Verwendung von Ansatz (4).

Zur Bestimmung der nichtadiabatischen Erwärmungsrate dQ/dt in (3) werden folgende Annahmen von Charney (1959) übernommen.

- a) Die Atmosphäre sei isotherm
- b) Die Atmosphäre sei durchlässig für Solarstrahlung
- c) Die Atmosphäre sei "grau" für terrestrische Strahlung
- d) Der Boden habe verschwindende Wärmekapazität

Nach Charney (1959) ergibt sich eine Gleichung für die nichtadiabatische Erwärmungsrate in 500 mb

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_2 = \alpha (T_S - T_A)$$

mit $\alpha = 4 g p (2 - \gamma) \sigma T_m^3 / P_2$

T_m ist die beobachtete Jahresmitteltemperatur für die Nordhalbkugel in 500 mb. Als Strahlungsgleichgewichtstemperatur ist jene Temperatur in Abhängigkeit von der geographischen Breite definiert, bei der sich ein Strahlungsgleichgewicht eingestellt hat, d.h. es wird genau so viel Strahlung absorbiert wie emittiert. T_S sei die Abweichung der Strahlungsgleichgewichtstemperatur von T_m und T_A sei die Abweichung der Temperatur von T_m . Ist die Temperatur höher bzw. niedriger als die vorgegebene Strahlungsgleichgewichtstemperatur so ist die Erwärmungsrate kleiner bzw. größer Null; das bedeutet, daß die Luft abgekühlt bzw. erwärmt wird. Die meridionale Verteilung der Strahlungsgleichgewichtstemperatur muß vorgegeben werden.

$$\alpha T_S = h \cos\left(\frac{2\pi}{L_y} y\right)$$

$L_y/2$ ist die Kanalbreite und y ist $0 \leq y \leq L_y/2$. h wird thermische Zwangsfunktion genannt und sei in Kilojoule pro Tonne und Sekunde (KJ/ts) angegeben. T_A wird durch die statische Grundgleichung in linearisierter Form ausgedrückt

$$T_A \approx \frac{f_0}{R} (\psi_1 - \psi_3)$$

Somit ergibt sich für die Erwärmungsrate

$$\left(\frac{dQ}{dt}\right)_2 = h \cos\left(\frac{2\pi}{L_y} y\right) - \alpha \frac{f_0}{R} (\psi_1 - \psi_3)$$

Die thermische Zwangsfunktion h wird bei den Versuchen variiert zwischen 0.0115 KJ/ts und 0.0231 KJ/ts . Das entspricht einem meridionalen Temperaturgradienten der Gleichgewichtstemperatur zwischen $3,7^\circ\text{C}/1000 \text{ km}$ und $7,3^\circ\text{C}/1000 \text{ km}$. Dies sind Temperaturgradienten, die auch in der Atmosphäre anzutreffen sind.

Aus der Modellbeschreibung ist zu ersehen, wie einfach das Modell aufgebaut ist. Die Grenzschicht ist sehr einfach verarbeitet, die Stratosphäre überhaupt vernachlässigt, die vertikale Auflösung gering, die statische Stabilität wird konstant gesetzt und das Modellgebiet ist auf einen Kanal in der β -Ebene beschränkt. Dennoch weiß man aus den Arbeiten von Phillips u.a., daß die quasi-geostrophischen Modelle eine Simulation des Verhaltens der Atmosphäre in mittleren Breiten erlauben.

2) Die numerische Behandlung der Gleichungen

Das unter Abschnitt 1) beschriebene Modell läßt sich einerseits als Gittermodell rechnen, in dem für diskrete Raumpunkte das Gleichungssystem gelöst wird. Eine andere Möglichkeit bieten spektrale Methoden. Sie haben den großen Vorteil, daß bei geschickter Wahl der spektralen Funktionen Randbedingungen wie z.B. das Verschwinden der meridionalen Windkomponenten am Nord- und Südrand eines Kanals erfüllt werden. Vor allem aber kann ein stationäres Modell nur mit Hilfe von spektralen Methoden gerechnet werden.

Die numerische Behandlung der vorliegenden Gleichungen wird mit Hilfe von Orthogonalfunktionen (Doppelfourierreihen) durchgeführt (s. Lorenz 1963).

$$\psi(x, y, t) = L_x L_y \sum_{i=0}^L \psi_i(t) F_i(x, y) \quad (5a)$$

$$E(x, y, t) = L_x L_y \sum_{i=0}^L E_i(t) F_i(x, y) \quad (5b)$$

$$P_B(x, y) = \sum_{i=1}^L P_i F_i(x, y) \quad (5c)$$

Die Funktionen F_j können in drei Klassen unterteilt werden:

- a) eine Funktion, die von x und y unabhängig ist

$$F_0 = 1$$

- b) Funktionen, die von x unabhängig und von y abhängig sind

$$F_m = \sqrt{2} \cos(m y_0)$$

mit $m = 1 \dots M$

M := Anzahl der Wellenzahlen in y -Richtung

$$y_0 = 2\pi y / L_y$$

$$L_y / 2 = \text{Kanalbreite}$$

$$0 \leq y \leq L_y / 2$$

Die Produkte dieser Funktionen mit den entsprechenden Amplituden ψ_m und ε_m werden im folgenden als Grundstromanteil der Stromfunktion bezeichnet.

- c) Funktionen, die von x und y abhängig sind

$$F_j = 2 \sin(m y_0) \cos(n x_0)$$

$$F_k = 2 \sin(m y_0) \sin(n x_0)$$

mit $m = 1 \dots M$ und $n = 1 \dots N$

$$j = (M+1) \dots (M+N \cdot M)$$

$$k = (M+N \cdot M+1) \dots L$$

N := Anzahl der Wellenzahlen in x -Richtung

$$L = M+2 \cdot N \cdot M$$

$$x_0 = 2\pi x / L_x$$

$$L_x = \text{Kanallänge}$$

$$0 \leq x \leq L_x$$

Für jedes j und k gibt es genau eine Kombination von m und n . Die Wellenzahlen m bzw. n müssen nicht notwendig von 1 bis M bzw. N fortlaufend vorhanden sein. Es können z.B. für $M = 4$ nur die Wellenzahlen $m = 2$ und $m = 4$ berücksichtigt werden. Die unter b) und c) genannten Orthogonalfunktionen können trotzdem fortlaufend indiziert werden. Die Produkte der Funktionen F_j und F_k mit den entsprechenden Amplituden werden im folgenden als Störungsanteil der Stromfunktion bezeichnet.

Als Beispiel sei der Fall $M = N = 2$ vorgeführt; L ergibt sich zu 10 und für die F_i folgt

$$\begin{aligned} F_0 &= 1 \\ F_1 &= 2 \cos y_0 \\ F_2 &= 2 \cos 2y_0 \\ F_3 &= 2 \sin y_0 \cos x_0 \\ F_4 &= 2 \sin y_0 \cos 2x_0 \\ F_5 &= 2 \sin 2y_0 \cos x_0 \\ F_6 &= 2 \sin 2y_0 \cos 2x_0 \\ F_7 &= 2 \sin y_0 \sin x_0 \\ F_8 &= 2 \sin y_0 \sin 2x_0 \\ F_9 &= 2 \sin 2y_0 \sin x_0 \\ F_{10} &= 2 \sin 2y_0 \sin 2x_0 . \end{aligned}$$

Die Fourierreihe (5a) läßt sich auch in der Form schreiben:

$$\begin{aligned} \psi(x, y, t) &= L_x L_y (\gamma_0 F_0 + \psi_1 F_1 + \psi_2 F_2 + B_3 \sin(x_0 + \varphi_3) \sin y_0 \\ &\quad + B_4 \sin(2x_0 + \varphi_4) \sin y_0 + B_5 \sin(x_0 + \varphi_5) \sin 2y_0 \\ &\quad + B_6 \sin(2x_0 + \varphi_6) \sin 2y_0) \end{aligned}$$

hierbei ist

$$B_3 = 2 \sqrt{\psi_3^2 + \psi_7^2} \quad \varphi_3 = \text{arctg}(\psi_3 / \psi_7)$$

$$B_4 = 2 \sqrt{\psi_4^2 + \psi_8^2} \quad \varphi_4 = \text{arctg}(\psi_4 / \psi_8)$$

u. s. w.

Die φ_i für $i = 3 \dots 6$ sind die Phasen der entsprechenden Wellen. Damit lassen sich ψ und $\mathcal{E}$ als Summen von Wellen darstellen. Jede Welle wird repräsentiert durch eine Wellenzahl in x - und y -Richtung; sie läßt sich symbolisch schreiben

als Welle (m,n), dabei gibt der erste Index die Wellenzahl in y-Richtung an und der zweite jene in x-Richtung. Damit sind die Wellen durch die Symbole (1,1), (1,2), (2,1) und (2,2) gekennzeichnet. (1,0) und (2,0) sind als jene Wellen anzusehen, die nur die Wellenzahl 1 bzw. 2 in y-Richtung besitzen, aber keine Abhängigkeit in x-Richtung.

Für die Orthogonalfunktionen gilt:

$$[\hat{F_i} \hat{F_j}] = \delta_{ij} = \begin{cases} 1 \text{ für } i=j \\ 0 \text{ für } i \neq j \end{cases}$$

$$L_x L_y \nabla^2 \hat{F_i} = -a_i^2 \hat{F_i}$$

$$L_x L_y \int (\hat{F_i}, \hat{F_j}) = \sum_{q=0}^L c_{qij} F_q \quad (6)$$

$$L_x \frac{\partial}{\partial x} \hat{F_j} = \sum_{i=0}^L b_{ji} \hat{F_i}$$

Die Koeffizienten a_i^2 , c_{qij} und b_{ji} sind zu berechnen durch:

$$-a_i^2 = L_x L_y [\hat{F_i} \nabla^2 \hat{F_i}]$$

$$c_{qij} = L_x L_y [\hat{F_q} \int (\hat{F_i}, \hat{F_j})]$$

$$b_{ji} = L_x [\hat{F_i} \frac{\partial}{\partial x} \hat{F_j}]$$

Die nichtlinearen Terme in den Gleichungen (1) bis (3) erlauben eine nichtlineare Wechselwirkung zwischen Feldfunktionen. Die Koeffizienten c_{njq} werden Wechselwirkungskoeffizienten genannt, da sie als Faktoren bei den nichtlinearen Termen stehen und diese entsprechend werten. Werden nun nach Elimination von ω_2 (5) und (6) in die Gleichungen (1) und (2) eingeführt, so erhält man prognostische Gleichungen (7 und 8) für die Amplituden in (5a) und (5b).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi_n}{\partial t} = & \sum_{j,q=1}^L c_{njq} a_n^{-2} (a_j^2 - a_q^2) (\psi_j \psi_q + \varepsilon_j \varepsilon_q) \\ & + \beta a_n^{-2} L_y \sum_{j=1}^L b_{nj} \psi_j - \left(\frac{A}{L_x L_y} a_n^2 \psi_n + k (\psi_n - 2 \varepsilon_n) \right) \quad (7) \\ & - \frac{f_0}{2 P_2} a_n^{-2} \sum_{j,q=1}^L c_{njq} P_q (\psi_j - \varepsilon_j) \end{aligned}$$

$$1 \leq n \leq L$$

Hierbei steht der erste Term auf der rechten Seite für die Advektion von Vorticity, der zweite für den β -Term in spektraler Darstellung, der dritte für die Reibung und der letzte schließlich für den Einfluß der Orographie.

Für die Amplituden von (5b) ergibt sich:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_n = & \sum_{j,q=1}^L c_{njq} \gamma_n^{-2} (a_j^2 - a_q^2) (\psi_j \varepsilon_q + \psi_q \varepsilon_j) \\ & - \lambda^2 \gamma_n^{-2} \sum_{j,q=1}^L c_{njq} \psi_j \varepsilon_q + \beta L_y \gamma_n^{-2} \sum_{j=1}^L b_{nj} \varepsilon_j \quad (8) \\ & + \left(k a_n^2 \gamma_n^{-2} (\psi_n - 2 \varepsilon_n) - k_i a_n^2 \gamma_n^{-2} - \frac{A}{L_x L_y} a_n^4 \gamma_n^{-2} \varepsilon_n \right) + \end{aligned}$$

$$+ \frac{R}{c_p f_0} \frac{h}{2} \lambda^2 \gamma_n^{-2} \delta_{1n} - \lambda^2 \frac{\alpha}{c_p} \gamma_n^{-2} \varepsilon_n \quad (8)$$

$$+ \frac{f_0}{2 p_2} \gamma_n^{-2} \sum_{j=1}^L c_{njq} p_q (\psi_j - \varepsilon_j)$$

$$1 \leq n \leq L$$

mit $\alpha = 4 \frac{g}{p_2} \nu (2 - \nu) \sigma T_m^3$

$$\lambda^2 = \frac{2 f_0^2}{\sigma_2 p_2^2}$$

$$\gamma_n^2 = \alpha_n^2 + \lambda^2 L_x L_y$$

Hierbei steht der erste Term auf der rechten Seite für die Advektion der thermischen Vorticity, der zweite für den Einfluß der Temperaturadvektion auf die thermische Vorticity, der dritte rührt vom β -Term her, der vierte ist der Reibungsterm, der fünfte und sechste gibt dQ/dt in spektraler Form an und der letzte schließlich steht für den Einfluß der Orographie.

Die Gleichungen (7) und (8) sind sehr ähnlich gebaut wie jene mit denen Lorenz (1963) und Quinet (1973a,b) gerechnet haben. Der Unterschied liegt im hier berücksichtigten Orographieterm, in einer abweichenden vertikalen Extrapolation der Bodenwerte und darin, daß σ_2 konstant gesetzt wird. Die Gleichungen (7) und (8) sind die Gleichungen des Zeitmodells mit den Variablen des inneren Systems ψ_i und ε_i ($1 \leq i \leq L$). Das äußere System besteht aus der Orographie und der Solarstrahlung.

Zur Konstruktion des stationären Modells können (7) und (8) zeitlich gemittelt werden über einen nicht näher definierten Zeitraum, für den die partiellen Ableitungen $\partial \psi_n / \partial t$ und $\partial \varepsilon_n / \partial t$ verschwinden sollen.

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} \psi_n} = \overline{G_n} = 0 \quad (9)$$

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_n} = \overline{H_n} = 0 \quad (10)$$

$$1 \leq n \leq L$$

G_n bezeichnet die rechte Seite von Gleichung (7) und H_n die rechte Seite von Gleichung (8). Dabei ist leicht einzusehen, daß durch die nichtlinearen Terme neue Unbekannte entstehen, z.B.

$$\overline{\psi_q \varepsilon_j} = \overline{\psi_q} \overline{\varepsilon_j} + \overline{\psi_q' \varepsilon_j'}$$

Das Gleichungssystem (9), (10) enthält mehr Unbekannte als Gleichungen, denn hier entstehen zusätzlich die Größen $\overline{\psi_i' \psi_q'}$, $\overline{\psi_q' \varepsilon_j'}$ und $\overline{\varepsilon_q' \varepsilon_j'}$. Diese Größen seien im folgenden als zweite Momente bezeichnet. Entsprechend seien die dritten Momente definiert. Zur Schließung des Systems wird (7) mit ψ_m bzw.

ε_m und ebenso (8) mit ψ_m bzw. ε_m multipliziert. Mit Hilfe der Produktregel

$$\psi_m \frac{\partial}{\partial t} (\psi_n) + \psi_n \frac{\partial}{\partial t} (\psi_m) = \frac{\partial}{\partial t} (\psi_m \psi_n)$$

entsteht ein neuer Satz prognostischer Gleichungen für die $\psi_m \psi_n$, $\psi_m \varepsilon_n$ und $\varepsilon_m \varepsilon_n$.

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\psi_m \psi_n) = & \sum_{j=1}^L \left\{ c_{mj} l \, a_m^{-2} (a_j^2 - a_l^2) (\psi_n \psi_j \psi_l + \psi_n \varepsilon_j \varepsilon_l) \right. \\
 & + c_{nj} l \, a_n^{-2} (a_j^2 - a_l^2) (\psi_m \psi_j \psi_l + \psi_m \varepsilon_j \varepsilon_l) \Big\} \\
 & + \beta \left\{ L_y a_m^{-2} \sum_{j=1}^L b_{mj} \psi_n \psi_j + L_y a_n^{-2} \sum_{j=1}^L b_{nj} \psi_m \psi_j \right\} \\
 & - \frac{f_0}{2p_2} \left\{ a_m^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{mj} l \, p_l (\psi_n \psi_j - \psi_n \varepsilon_j) \right. \\
 (11) \quad & + a_n^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{nj} l \, p_l (\psi_m \psi_j - \psi_m \varepsilon_j) \Big\} \\
 & - \left\{ \frac{A}{L_x L_y} \psi_m \psi_n (a_m^2 + a_n^2) + 2k \psi_m \psi_n \right. \\
 & \left. - 2k (\psi_n \varepsilon_m + \psi_m \varepsilon_n) \right\} \\
 & 1 \leq m \leq L \\
 & 1 \leq n \leq L
 \end{aligned}$$

Der erste Term auf der rechten Seite von (11) entsteht aus dem Advektionsterm von Gleichung (7); der zweite Term entsteht aus dem β -Term, der dritte aus dem Orographieterm, der vierte und letzte aus dem Reibungsterm von (7). Entsprechendes gilt für die folgenden Gleichungen (12) und (13), wo an den Koeffizienten und Konstanten der Terme der rechten Seiten der Ursprung aus (7) bzw. (8) abgelesen werden kann.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} (\varepsilon_m \varepsilon_n) = & \sum_{j,l=1}^L \left\{ c_{mj l} \tilde{f}_m^{-2} (a_j^2 - a_l^2) (\varepsilon_n \psi_j \varepsilon_l + \varepsilon_n \psi_l \varepsilon_j) \right. \\
& + c_{nj l} \tilde{f}_n^{-2} (a_j^2 - a_l^2) (\varepsilon_m \psi_j \varepsilon_l + \varepsilon_m \psi_l \varepsilon_j) \left. \right\} \\
& - \lambda^2 \left\{ \tilde{f}_n^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{nj l} \varepsilon_m \psi_j \varepsilon_l + \tilde{f}_m^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{mj l} \varepsilon_n \psi_j \varepsilon_l \right\} \\
& + \beta L_Y \left\{ \tilde{f}_m^{-2} \sum_{j=1}^L b_{mj} \varepsilon_n \varepsilon_j + \tilde{f}_n^{-2} \sum_{j=1}^L b_{nj} \varepsilon_m \varepsilon_j \right\} \\
& + \frac{f_0}{2 p_2} \left\{ \tilde{f}_m^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{mj l} p_l (\varepsilon_n \psi_j - \varepsilon_n \varepsilon_j) \right. \\
& + \tilde{f}_n^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{nj l} p_l (\varepsilon_m \psi_j - \varepsilon_m \varepsilon_j) \left. \right\} \\
(12.) \quad & + k \left\{ a_n^2 \tilde{f}_n^{-2} (\varepsilon_m \psi_n - 2 \varepsilon_m \varepsilon_n) \right. \\
& + a_m^2 \tilde{f}_m^{-2} (\varepsilon_n \psi_m - 2 \varepsilon_m \varepsilon_n) \left. \right\} \\
& - 2 k_i \varepsilon_m \varepsilon_n (a_m^2 \tilde{f}_m^{-2} + a_n^2 \tilde{f}_n^{-2}) \\
& - \frac{A}{L_x L_Y} \varepsilon_m \varepsilon_n (a_m^4 \tilde{f}_m^{-2} + a_n^4 \tilde{f}_n^{-2}) \\
& + \frac{R}{c_p f_0} \frac{h}{2} \lambda^2 (\tilde{f}_m^{-2} \varepsilon_n \delta_{1m} + \tilde{f}_n^{-2} \varepsilon_m \delta_{1n}) \\
& - \lambda^2 \frac{d}{c p} \varepsilon_m \varepsilon_n (\tilde{f}_m^{-2} + \tilde{f}_n^{-2})
\end{aligned}$$

$$1 \leq m \leq L$$

$$1 \leq n \leq L$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} (\psi_m \psi_n) = & \sum_{j,l=1}^L \left\{ c_{mjil} a_m^{-2} (a_j^2 - a_l^2) (\varepsilon_n \psi_j \psi_l + \varepsilon_n \varepsilon_j \varepsilon_l) \right. \\
 & + c_{njil} f_n^{-2} (a_j^2 - a_l^2) (\psi_m \psi_j \varepsilon_l + \psi_m \psi_j \psi_l) \Big\} \\
 & - \lambda^2 f_n^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{njil} \psi_m \psi_j \varepsilon_l \\
 & + \beta L_y \left\{ a_m^{-2} \sum_{j=1}^L b_{mj} \psi_j \varepsilon_n + f_n^{-2} \sum_{j=1}^L b_{nj} \psi_m \varepsilon_j \right\} \\
 & - \frac{f_0}{2P_2} \left\{ a_m^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{mjil} P_l (\varepsilon_n \psi_j - \varepsilon_n \varepsilon_j) \right. \\
 & - f_n^{-2} \sum_{j,l=1}^L c_{njil} P_l (\psi_m \psi_j - \psi_m \varepsilon_j) \Big\} \\
 & - k \left\{ (\psi_m \varepsilon_n - 2 \varepsilon_m \varepsilon_n) - a_n^2 f_n^{-2} (\psi_m \psi_n \right. \\
 & \left. - 2 \psi_m \varepsilon_n) \right\} \\
 & - \frac{A}{L_x L_y} \psi_m \varepsilon_n (a_m^2 - a_n^4 f_n^{-2}) \\
 & + 2k_i a_n^2 f_n^{-2} \psi_m \varepsilon_n + \frac{R}{c_p f_0} \frac{\hbar}{2} \lambda^2 f_n^{-2} \delta_{1n} \psi_m \\
 & - \lambda^2 \frac{\alpha}{c_p} f_n^{-2} \psi_m \varepsilon_n
 \end{aligned}$$

(13)

$$1 \leq m \leq L$$

$$1 \leq n \leq L$$

Nun wird (11) bis (13) über die Zeit gemittelt

$$(14) \quad \overline{\frac{\partial}{\partial t} (\psi_m \psi_n)} = \overline{R_{mn}} = 0$$

$$(15) \quad \overline{\frac{\partial}{\partial t} (\xi_m \xi_n)} = \overline{S_{mn}} = 0$$

$$(16) \quad \overline{\frac{\partial}{\partial t} (\psi_m \xi_n)} = \overline{T_{mn}} = 0$$

Dabei sind R_{mn} bzw. S_{mn} und T_{mn} die rechten Seiten von Gleichung (11) bzw. (12) und (13). Das System (9), (10) und (14) bis (16) ist nun ebenfalls nicht geschlossen, da

$$\begin{aligned} \overline{\psi_m \psi_j \psi_i} &= \overline{\psi_m \psi_j} \overline{\psi_i} + \overline{\psi_m \psi_j'} \overline{\psi_i'} + \overline{\psi_j \psi_m'} \overline{\psi_i'} \\ &+ \overline{\psi_i \psi_m'} \overline{\psi_j'} + \overline{\psi_m' \psi_j'} \overline{\psi_i'} \end{aligned}$$

Hier entstehen die dritten Momente und damit sind mehr Unbekannte als Gleichungen vorhanden. Diese Prozedur ließe sich beliebig fortsetzen, hat aber ihre rasche Begrenzung in der benötigten Rechenzeit und Speicherplatzkapazität. Wird aber die Annahme gemacht, daß die dritten Momente verschwinden, so ist das nicht-lineare Gleichungssystem (9), (10) und (14) bis (16) geschlossen.

An dieser Stelle soll eine Bemerkung zur Frage der spektralen Auflösung gestattet sein, der Frage also wieviel wellenzahlen man in x- und y-Richtung berücksichtigen kann. Aus Gründen des Rechenaufwandes muß ein brauchbarer Kompromiß gefunden werden zwischen rechenintensiver hoher Auflösung und minimaler noch vertretbarer, d.h. physikalischen aussagekräftiger Auflösung. Quinet (1973) und Lorenz (1963) arbeiteten z.B. mit $M = 2$ und $N = 3$. Da ein Schwerpunkt dieser Arbeit in der Berücksichtigung der Orographie und deren Einfluß auf den x-abhängigen Strömungszustand zu sehen ist, sollte Wert auf hohe spektrale Auflösung

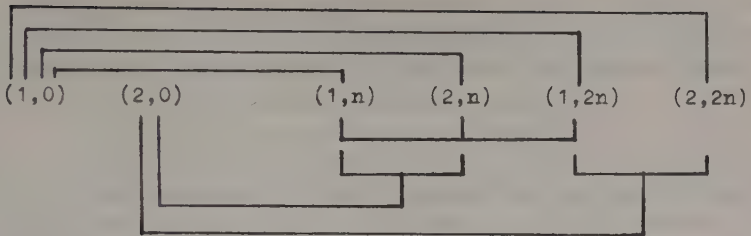


Abb.1: Schematische Darstellung der nichtlinearen Wechselwirkungen im spektralen Modell. Die erste Zahl in den Klammern gibt die Wellenzahl in y-Richtung, die zweite die Wellenzahl in x-Richtung an. (nach Quinet, 1973a)

in x-Richtung gelegt werden. Eine Möglichkeit wäre $M = 1$ und $N = 4$, also eine Wellenzahl in y-Richtung und vier Wellenzahlen in x-Richtung. Ein großer Nachteil dieser Wahl liegt darin, daß der Energieübergang von der kinetischen Energie des Grundstromes zur kinetischen Energie der Störung bei dieser $M \neq N$ - Wahl ohne Orographie nicht stattfinden kann. Mit Orographie findet er vermittels der Orographieterme statt. Die Begründung für diese Aussage ist in der Struktur der c_{mjl} und a_j^2 zu suchen. Die Koeffizienten bei den dritten Momenten sind von der Gestalt $c_{mjl}(a_j^2 - a_l^2)$. Sind entweder die c_{mjl} null oder ist der Klammerausdruck null, so werden die Koeffizienten identisch null. Sind die Koeffizienten bei den dritten Momenten ungleich null so bedeutet dies eine Wechselwirkung zwischen den verschiedenen m-j-l-Komponenten. In Abb.(1) sind jene m-j-l-Kombinationen gezeigt, für die die Koeffizienten nicht verschwinden. Aus Abb.(1) ist ersichtlich, daß bei $M = 1$ es keine direkten Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Störungswellen, also den orographisch bedingten stehenden Wellen und den wandernden Wellen, geben kann. Eine Wechselwirkung zwischen den Störungswellen findet nur über die Grundströmung $(1,0)$ statt. Aus den vorgenannten Gründen schien es zweckmäßig $M = N = 2$ und damit $L = 10$ anzusetzen, was einen Satz von 230 Gleichungen ergibt. In x-Richtung werden die

Wellenzahlen 2 und 4 berücksichtigt. Die damit vorhandenen Orthogonalfunktionen sind bereits auf Seite dargestellt. Hierbei müssen die Wellenzahlen in x-Richtung jeweils mit 2 multipliziert werden. Desgleichen gibt es nun die Wellen (1,2), (2,2), (1,4), (2,4) und die Grundströmung (1,0) und (2,0).

Nun muß noch eine Erklärung folgen über das, was die ψ_n und die ε_n darstellen. Sei $B = B(x, y, t)$ eine beliebige Funktion. B läßt sich aufspalten in $\bar{B} + B'$, wobei $\bar{B}$ das Zeitmittel und B' die Abweichung davon sei. Außerdem läßt sich B noch in ein Zonalmittel $[\bar{B}]$ und in eine Abweichung davon B^* aufspalten. Somit ergibt sich für B

$$B(x, y, t) = [\bar{B}](y) + \bar{B}^*(x, y) + [\bar{B}'](y, t) + B'^*(x, y, t) \quad (17)$$

Die ψ_n und die ε_n lassen sich ebenfalls in ein Zeitmittel und in eine Abweichung davon aufspalten.

$$\psi_n(t) = \bar{\psi}_n + \psi'_n(t)$$

$$\varepsilon_n(t) = \bar{\varepsilon}_n + \varepsilon'_n(t)$$

Der erste Term auf der rechten Seite von Gleichung (17) gibt den zeitlich unabhängigen Grundstromanteil wieder, repräsentiert in dieser Arbeit durch die $\bar{\psi}_{nF_n}$ und $\bar{\varepsilon}_{nF_n}$ mit $n = 1, 2$. der zweite Term stellt die zeitlich unabhängigen Störungsanteile dar, hier $\bar{\psi}_{nF_n}$ mit $n = 3 \dots 10$. Der dritte Term beschreibt die zeitlichen Schwankungen des Grundstromanteiles ψ_{nF_n} und ε_{nF_n} mit $n = 1, 2$ und der letzte Term die zeitlichen Schwankungen der Störungsanteile ψ_{nF_n} und ε_{nF_n} mit $n = 3 \dots 10$. Damit ist eine eindeutige Identifizierung der ψ_n und ε_n in Bezug auf Grundstrom oder Störung möglich. Wird $B(x, y, t)$ zeitlich gemittelt, so ergibt sich

$$\overline{B(x, y, t)} = \overline{[B]}(y) + \overline{B^*}(x, y)$$

Auch die zeitlich gemittelten Produkte, die in den Gleichungen (14) bis (16) und (11)(12) auftreten bedürfen einer Erläuterung; sie werden aus Gleichung (17) leicht bestimmt. Nach zeitlicher Mittelung von $B(x, y, t) \cdot C(x, y, t)$ ergibt sich

$$\begin{aligned} \overline{B(x, y, t) \cdot C(x, y, t)} &= \overline{[B]} \overline{[C]} + \overline{[B]} \overline{C^*} + \overline{B^*} \overline{[C]} \\ &+ \overline{C^*} \overline{B^*} + \overline{[B']} \overline{[C']} \\ &+ \overline{[B']} \overline{C'} + \overline{B'^*} \overline{[C']} + \overline{B'^*} \overline{C'^*} \end{aligned} \quad (18)$$

Damit lassen sich die zeitlich gemittelten Produkte in Abhängigkeit von x und y darstellen. Nach Mittelung über x und y ergibt sich

$$\begin{aligned} \widehat{\overline{[B(x, y, t) \cdot C(x, y, t)]}} &= \widehat{\overline{[B]} \overline{[C]}} + \widehat{\overline{[B']} \overline{[C']}} \\ &+ \widehat{\overline{[B^*} \overline{C^*}]} + \widehat{\overline{[B'^*} \overline{C'^*}]} \end{aligned} \quad (19)$$

In fast allen Versuchen wird die Orographie

$$p_B = p_3 \sin j_0 \cos 2x_0$$

vorgegeben. Damit hat die Orographie die Wellenzahl 1 in y -Richtung und die Wellenzahl 2 in x -Richtung, d.h. die Wellenlänge in x -Richtung ist 10 000 km. Die Vorgabe dieser Orographie bewirkt, daß die maximale Höhe des Berges in der Kanalmitte zu finden ist. Die Struktur der Orographie ist von der Form (1,2). p_3 wird so

adjustiert, daß die Amplitude einer Berghöhe von 3000 m entspricht. Nach Bolin (1950) haben Berge von der Dimension der Rocky Mountains Bedeutung für die Entwicklung kräftiger stehender Wellen, so daß gewählte Orographie als brauchbar anzusehen ist.

Zusätzlich wird in Kapitel III eine Versuchsserie mit veränderter Orographie bei festem übrigen äußeren System gemacht, um den Einfluß von veränderter Orographie auf das innere System zu studieren.

Mit Gleichung (7) und (8) hat man ein prognostisches Modell einer quasi-geostrophischen Kanalströmung:

$$\begin{aligned}\frac{\partial}{\partial t} \psi_n &= G_n \\ \frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_n &= H_n\end{aligned}\tag{20}$$

G_n bzw. H_n sind die rechten Seiten der Gleichungen (7) bzw. (8). Mit den Gleichungen (9), (10) und (14) bis (16) hat man ein stationäres Modell

$$\begin{aligned}\overline{\frac{\partial}{\partial t} \psi_n} &= \overline{G_n} = 0 \\ \overline{\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_n} &= \overline{H_n} = 0 \\ \overline{\frac{\partial}{\partial t} \psi_m \psi_n} &= \overline{R_{mn}} = 0 \\ \overline{\frac{\partial}{\partial t} \varepsilon_m \varepsilon_n} &= \overline{S_{mn}} = 0 \\ \overline{\frac{\partial}{\partial t} \psi_m \varepsilon_n} &= \overline{T_{mn}} = 0\end{aligned}\tag{21}$$

$\overline{R_{mn}}$ bzw. $\overline{S_{mn}}$ und $\overline{T_{mn}}$ sind die zeitlich gemittelten rechten Seiten der Gleichungen (11) bzw. (12) und (13) unter Vernachlässigung der verschwindenden dritten Momente.

Nachdem die Konstruktion des stationären Modells (21) abgeschlossen ist, muß geprüft werden, ob sich mit Hilfe des stationären Modells ein stationärer Zustand des inneren Systems bei festem äußeren System berechnen läßt. Ist dies möglich, so muß der stationäre Zustand mit dem mit Hilfe des Zeitmodells berechneten zeitlich gemittelten Zustand verglichen werden. Außerdem muß der Einfluß der Orographie auf den zeitlich gemittelten bzw. auf den stationären Zustand des inneren Systems mit Hilfe des Zeitmodells bzw. des stationären Modells untersucht werden.

II Das Verhalten des inneren Systems ohne Orographie (Überblick über die Ergebnisse aus der Literatur)

Zunächst soll ein Überblick gegeben werden über die Ergebnisse zeitabhängiger Modelle ohne Orographie, die dem Modell dieser Arbeit vergleichbar sind. Dies ist deshalb notwendig, da der Einfluß der Orographie auf das innere System erst dann erkennbar ist, wenn das Verhalten des inneren Systems ohne Orograhieeinfluß bekannt ist.

Ohne Orographie sind die Versuche von Lorenz (1963) und Quinet (1973 und 1974). Beide Autoren integrieren ihr Modell in die Zeit bei verschiedenen äußeren Systemen. Dabei beobachten sie unterscheidbare Zustände des inneren Systems, verschiedene Zirkulationstypen. Diese Zirkulationstypen bedürfen einer kurzen Charakterisierung.

Bei der Hadley-Zirkulation steigt in warmen Regionen die erwärmte Luft auf um dann in den kalten Gebieten abzusinken. Zum Massenausgleich wird in den oberen Schichten Luft von den warmen Gebieten zu den kalten transportiert, während im unteren Zirkulationsast die Luft von den kalten zu den warmen Gebieten transportiert wird. Bei dieser Zirkulationsform treten keine wandernden Wellen in x-Richtung auf. Unter einer Rossby-Zirkulation versteht man eine Zirkulation, bei der wandernde Wellen mit konstanter Amplitude und Phasengeschwindigkeit auftreten. Diese Wellen sind den Rossby-Wellen vergleichbar. Deshalb wird dieses bei Dish-Pan-Experimenten beobachtete Zirkulationsmuster Rossby-Zirkulation genannt. Die Wellen lassen sich zusätzlich noch aufgrund ihrer meridionalen Struktur klassifizieren, in Wellen mit der Wellenzahl 1 in y-Richtung und Wellenzahl 2 in y-Richtung, u.s.f. Die Zirkulationsform Vacillation ist bei den Dish-Pan-Experimenten von Fultz et al. (1959) beobachtet und definiert worden. Dabei handelt es sich um einen Zirkulationstyp bei dem Wellen auftreten, deren Amplituden sich

periodisch ändern, d.h. ein bestimmter Wellenzustand wiederholt sich nach der sog. Vacillationsperiode. Eine irreguläre Zirkulation schließlich ist dann vorhanden, wenn sich in den Amplituden der auftretenden Wellen keine Periodizitäten feststellen lassen. Dieser Zirkulationstyp kommt der atmosphärischen Zirkulation sehr nahe.

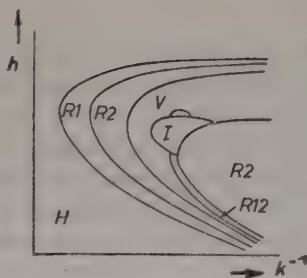


Abb. 2 : Kritische Kurven für die Übergänge zwischen verschiedenen Zirkulationsregimes. Abszisse ist der Reibungskoeffizient k , Ordinate die thermische Zwangsfunktion h . H Hadley-Zirkulation, R1 Rossby-Zirkulation, Welle mit Wellenzahl 1 in y -Richtung, R2 Rossby-Zirkulation, Welle mit Wellenzahl 2 in y -Richtung, R12 Rossby-Zirkulation, Wellen mit Wellenzahl 1 und 2 in y -Richtung, V Vacillation und I irreguläre Zirkulation. (nach Lorenz, 1963)

In Abb.(2) von Lorenz (1963) ist der Zusammenhang zwischen dem äußeren System, reprä-

sentiert durch die thermische Zwangsfunktion und die Reibung, und dem daraus resultierenden Zustand, der Zirkulationsform, des inneren Systems angegeben, mit den kritischen Kurven für die Übergänge von einem Zirkulationszustand des inneren Systems zu einem anderen. Bei Abb.(2) handelt es sich nur um eine schematische Darstellung, wobei auf Beträgsangaben von h und k verzichtet wurde, da sie nur einen Überblick geben soll.

Die Modelle sind einfache Modelle für Kanalströmung: deshalb ist das Ergebnis dargestellt in Abb.(2) vergleichbar den experimentellen Ergebnissen aus Dish-Pan-Versuchen von Fultz et al. (1959). Er kommt zu ähnlichen Ergebnissen. In den Modellen von Lorenz und Guinet ist die statische Stabilität σ_2 eine Variable. Ist die statische Stabilität eine Variable so sind die kritischen Kurven in Abhängigkeit vom äußeren System von der Gestalt wie in Abb.(2). Ist die statische Stabilität eine Konstante, wie im vorliegenden stationären Modell, so nähern sich die kritischen Kurven mit zunehmenden h asymptotisch der h -Achse ohne sich wieder von ihr zu entfernen (s.a. Kim 1973).

Lorenz und Quinet rechnen ihre Modelle in die Zeit bei Vorgabe eines Anfangszustandes mit einer Wellenstörung zur Zeit $t = 0$. Die Wellenstörung wird in Abhängigkeit vom äußeren System mit zunehmender Zeit ausgedämpft oder sie wird instabil anwachsen. Nach einer bestimmten Zeit hört das instabile Anwachsen der Amplitude der Wellenstörung auf. Diese dann vorhandene wandernde Welle besitzt in Abhängigkeit vom äußeren System eine konstante oder vacillierende oder sich nicht periodisch ändernde Amplitude. Mit Hilfe der in Abb.(2) dargestellten Ergebnisse läßt sich nun die kritische Grenze feststellen, oberhalb der in der Hadley-Zirkulation Wellenstörungen instabil zu Wellen mit konstanter Amplitude und der Wellenzahl 1 in y-Richtung anwachsen werden. Für das vorliegende Modell ergibt sich diese kritische Grenze ohne Berücksichtigung der Orographie für $k = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bei $h = 0.0125 \text{ Kj/ts}$. Die kritische Grenze für Wellen mit der Wellenzahl 2 in y-Richtung ohne Orographie für $k = 3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$ bei $h = 0.0203 \text{ Kj/ts}$. Der Reibungskoeffizient k ist bei allen Berechnungen dieser Arbeit $3 \cdot 10^{-6} \text{ s}^{-1}$.

III Verhalten des inneren Systems des Zeitmodells

Bevor Versuche mit dem stationären Modell durchgeführt werden, soll das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems des dieser Arbeit zugrundeliegenden Modells (20) studiert werden, um die Ergebnisse des stationären Modells (21) damit vergleichen zu können.

Es wird zunächst das Verhalten des inneren Systems in Abhängigkeit vom äußeren System beschrieben. Sodann werden die Amplituden zeitlich gemittelt und die $\overline{\psi'_m \psi'_n}$, $\overline{\psi'_m \epsilon'_n}$ und $\overline{\epsilon'_m \epsilon'_n}$ bestimmt. Diese Größen charakterisieren den zeitlich gemittelten Zustand, also das Klima des inneren Systems. Dieser zeitlich gemittelte Zustand wird diskutiert; er kann dann in Kapitel IV mit dem entsprechenden stationären Zustand des inneren Systems von Modell (21) verglichen werden.

1) Die numerische Zeitintegration

Die vorliegenden Gleichungen (7) und (8) sind vom Typ

$$\dot{X}_{n,t} = \sum_{j,q} A_{njq} X_{j,t} X_{q,t} + \sum_j B_{nj} X_{j,t} + C_n \quad (22)$$

Die Größen A_{njq} , B_{nj} und C_n sind zeitkonstante Koeffizienten. $\dot{X}_{n,t}$ sind die Tendenzen der zeitlich abhängigen Variablen $X_{n,t}$. Dabei kennzeichnet der erste Index die Variable und der zweite den Zeitpunkt t . Mit Hilfe des Doppel-Approximations-Verfahrens werden die in dieser Arbeit anfallenden Zeitintegrationen durchgeführt. Sei Δt die zeitliche Differenz zwischen zwei beliebigen Zeitpunkten $t_1 = t$ und $t_2 = t + \Delta t$. Man bezeichnet Δt als Zeitschritt.

$$\dot{X}_{n,t}^{\circ} = \dot{X}_{n,t-\Delta t} + \Delta t \ddot{X}_{n,t-\Delta t}$$

$$X_{n,t} = X_{n,t-\Delta t} + \frac{\Delta t}{2} (\dot{X}_{n,t-\Delta t} + \dot{X}_{n,t}^{\circ})$$

Für diese sog. Heun-Methode geben Lilly (1965) und Young (1968) die numerischen Fehler an. Numerische Stabilität ist hierbei noch bei einem Zeitschritt von ca. 5 Stunden gewährleistet bei einer Windgeschwindigkeit von 40 m/s und einer Wellenlänge von 5000 km.

2) Das innere System bei verschiedenen äußeren Systemen

a) $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$; mit Orographie

Der Fall $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ entspricht einem meridionalen Gradienten der Gleichgewichtstemperatur von 6°C pro 1000 km. Dies ist ein Gradient, der auch in der Atmosphäre anzutreffen ist. Für diesen Fall wird (7) und (8) zeitlich integriert, in dem in die ungestörte ruhende Atmosphäre eine kleine Anfangsstörung (Wellenlänge 5000 km) eingeplant wird. Es ist bis zum 10. Tag ein starkes Anwachsen der Störung zu beobachten, danach wird ein Vacillationszustand erreicht. In Abb.(3) ist die zeitliche Entwicklung der Amplituden des Grundstromes und der Störungs- wellen des vertikalen Mittels der Stromfunktion dargestellt. Nach Erreichen des Vacillationszustandes ist die Amplitude des Grundstromes (1,0) konstant. Die Amplitude des Grundstromes (2,0) ist zu jedem Zeitpunkt identisch null. Konstant ist auch die Amplitude der Welle (2,4) nach dem 20. Tag. Diese Welle hat eine Phasengeschwindigkeit von 1,3 m/s. Sie bewegt sich in östliche Richtung. Desweiteren ist die vacillierende Amplitude der Welle (1,4) aus der Abb.(3) zu entnehmen. Die Phasengeschwindigkeit

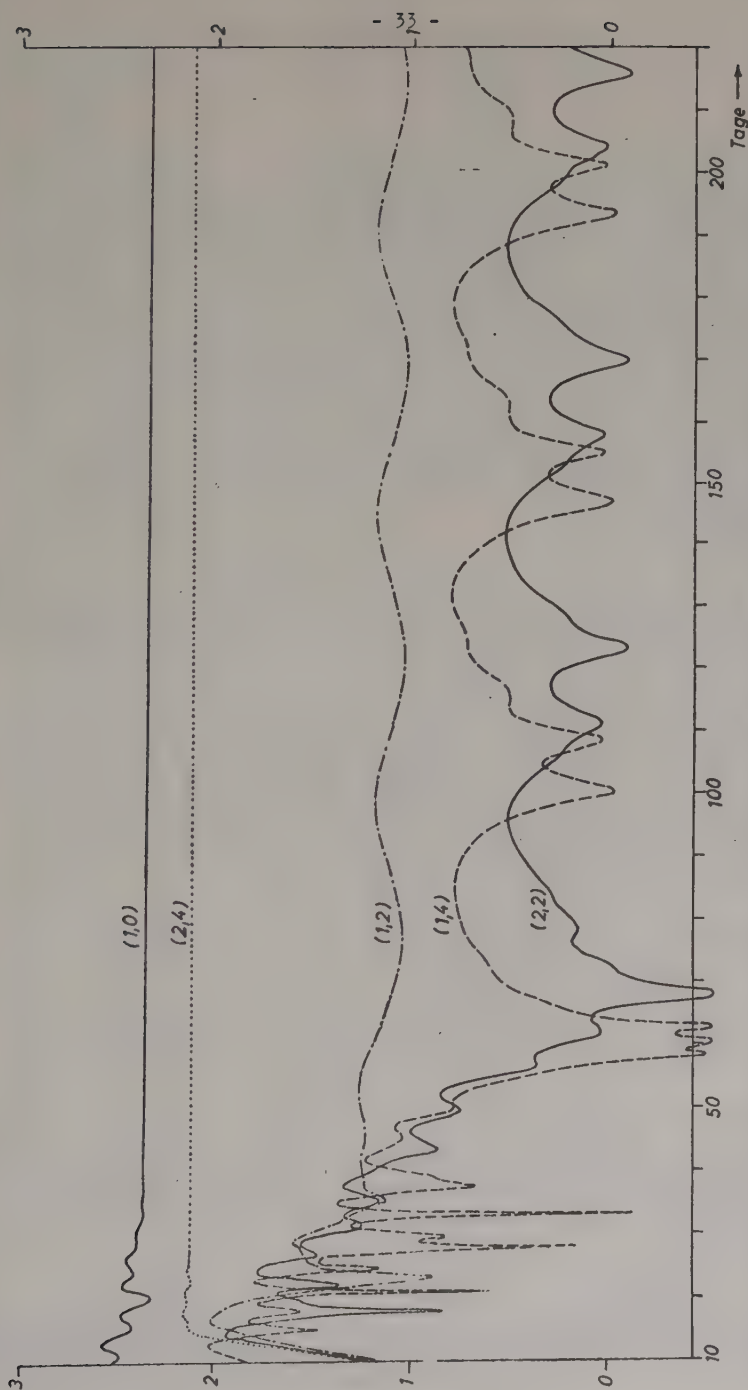


Abb. 3: Zeitverlauf der Amplituden der verschiedenen Wellen des vertikalen Mittel der Stromfunktion ψ_0 bei $n = 0.0189$ Kj/ts mit Orographie (1,2). Erste Zahl in der Klammer gibt Wellenzahl in y-Richtung an, zweite Zahl Wellenzahl in x-Richtung. Abszisse ist die Zeit in Tagen. Auf der Ordinate ist der Logarithmus zur Basis 10 der Amplituden aufgetragen. Dimension der Amplituden ist 10^{-10} 1/s .

dieser ebenfalls nach Osten wandernden Welle ist von gleichem Betrag wie bei der Welle (2,4). Die Amplitude der (2,4) Welle ist viel stärker als jene der Welle (1,4). Außerdem sind die vacillierenden Amplituden der Welle (1,2) und (2,2) zu ersehen. Die Phasengeschwindigkeit dieser Wellen ist identisch null, sie verändern ihre Lage im Kanal in Abhängigkeit von der Zeit nicht und haben somit eine bestimmte Phasenverschiebung gegenüber vorgegebener Orographie. Diese Phasenverschiebung berechnet sich zu 59° für (1,2) und 43° für (2,2), wobei beide Wellen um diese Phase nach Westen gegenüber der Orographie verschoben sind. Zu ähnlichen Ergebnissen kommt man bei Betrachtung der ϵ_n -Amplituden.

Nun lassen sich über eine Vacillationsperiode, das wäre nach Abb.(3) z.B. vom 100. Tag bis zum 147. Tag, die zu den Wellen gehörenden Amplituden zeitlich mitteln. Dieser zeitlich gemittelte Zustand ist in Abb. (4) dargestellt. Die Geopotentialverteilung ist durch Beobachtungen der Atmosphäre im zeitlichen Mittel z.B. über Nordamerika und Südamerika belegt. Auch Derome (1968) und Kim (1973) berechnen mit Hilfe von Modellen eine derartige Geopotentialverteilung. Zwei Dinge fallen bei dem Ergebnis, dargestellt in Abb.(4), auf: die meridionale und "vertikale Achsenneigung" der stehenden Wellen.

Die meridionale Achsenneigung hat ihre Ursache im Auftreten von zwei verschiedenen stehenden Wellen, nämlich (1,2) und (2,4). Beide Wellen sind getrennt für das 750 mb Niveau in Abb.(6) dargestellt. Die meridionale Trog- und Rückenachsenneigung ist auf die Welle (2,4) zurückzuführen.

In Abb.(7) ist die Struktur der 250 mb und der 750 mb Fläche für die Kanalmitte dargestellt. Die erkennbare "vertikale Achsenneigung" bedarf einer Erläuterung. Die Modellrechnungen mit zeitlich gemittelten linearisierten Orographie-Modellen

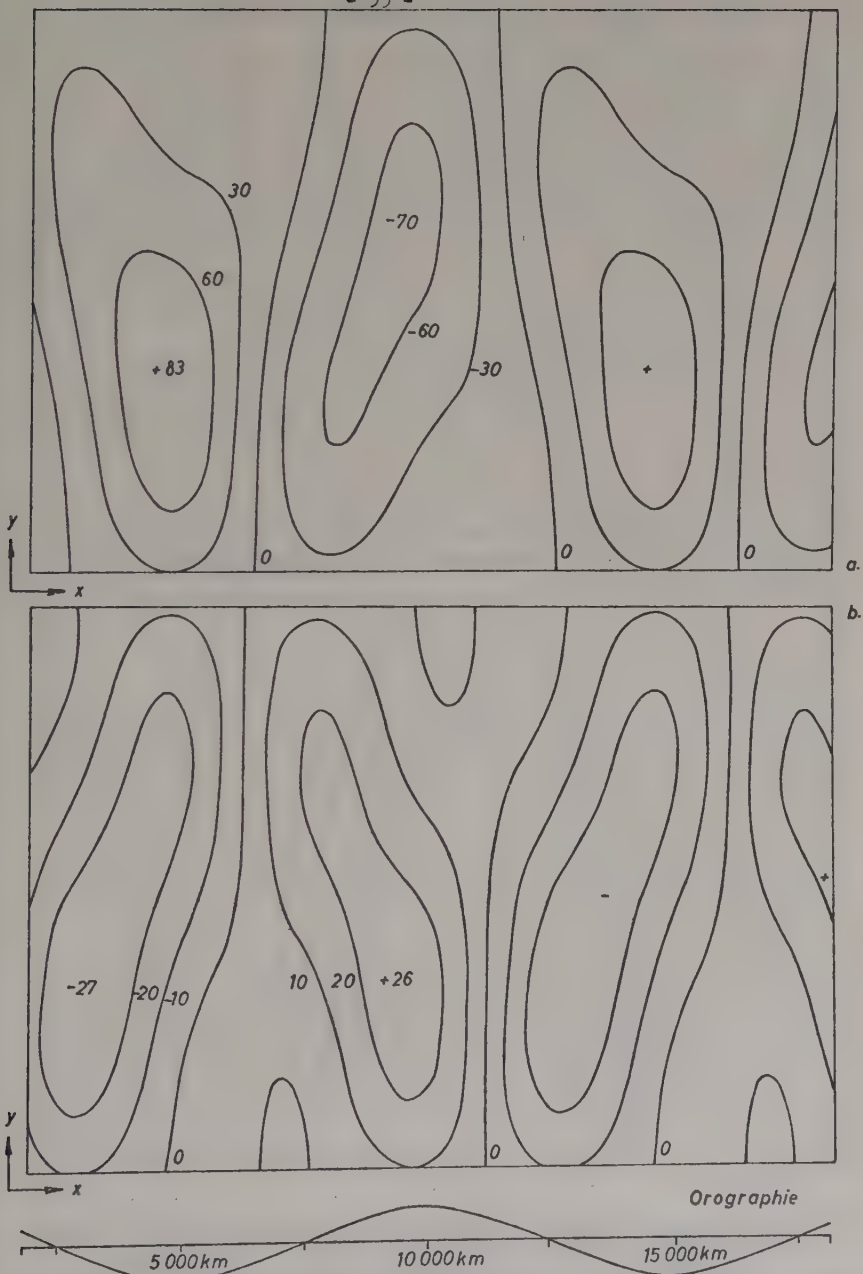
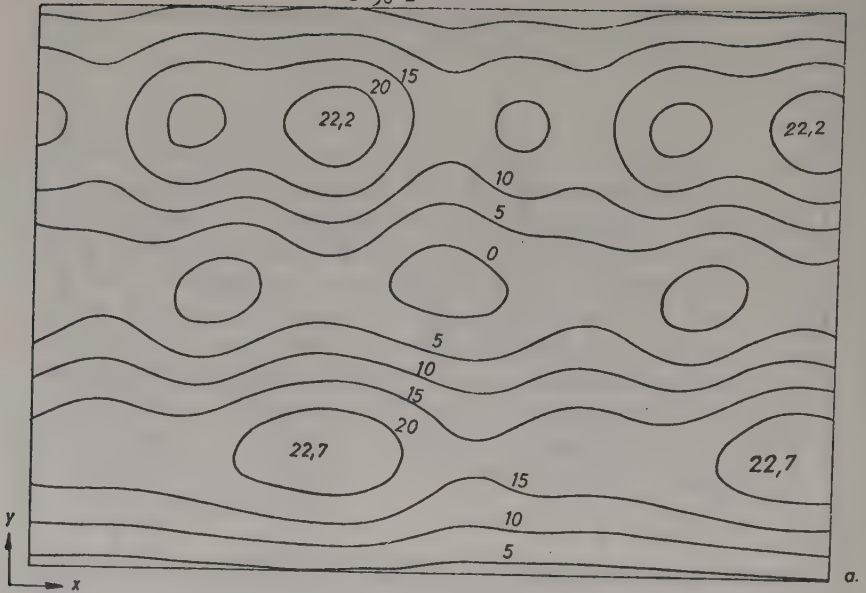
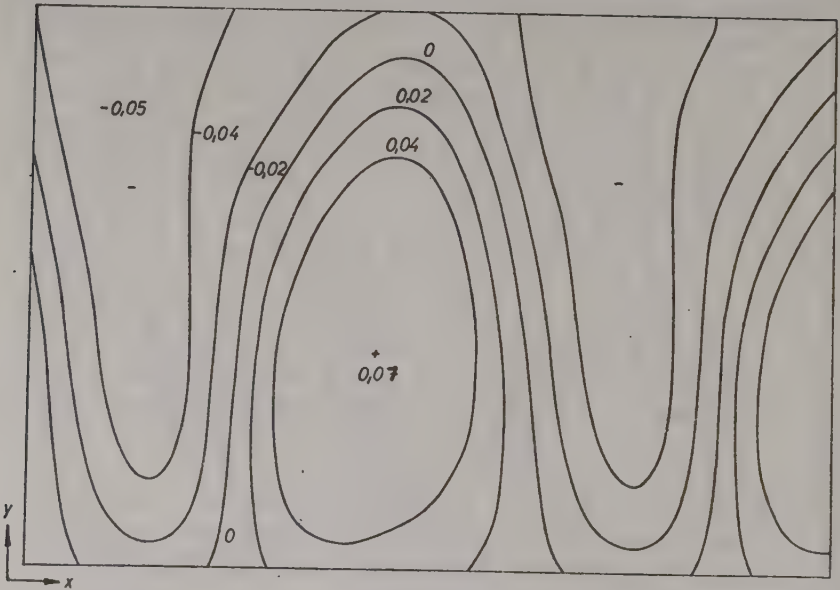


Abb.4: Zeitlich gemittelte Abweichung des Geopotentials Φ^* vom zeitlich gemittelten Zonalmittel $\bar{\Phi}$ in gpm: a) 250mb b) 750mb. Die Orographie ist auf (1,2), h beträgt 0.0189 Kj/ts.



a.



b.

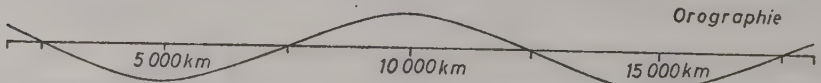


Abb.5: Zeitlich gemittelter meridionaler Wärmetransport (a) in $^{\circ}\text{C m/s}$ und Vertikalbewegung in 500 mb (b) in cm/s für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$; Orographie auf (1,2).

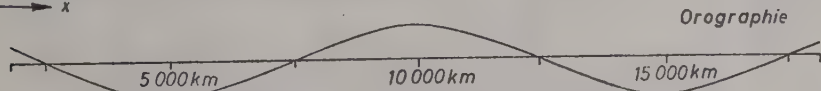
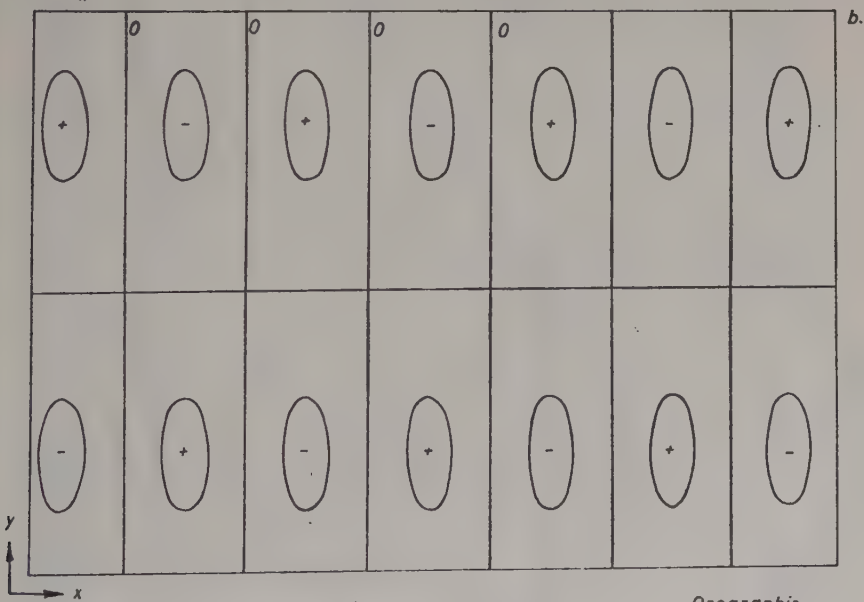
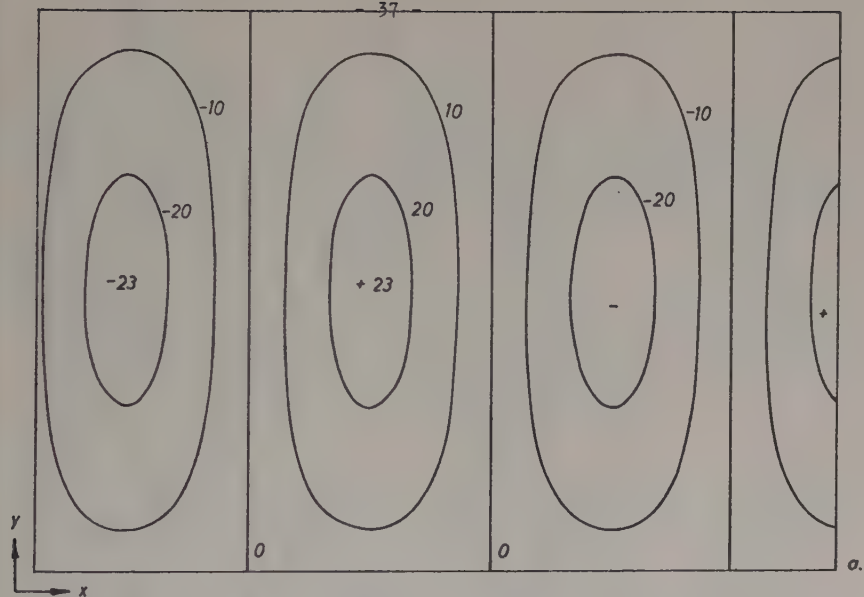


Abb.6: ϕ^* der 750 mb-Fläche aufgrund der stehenden Welle (1,2) (a) und der stehenden Welle (2,1) (b) in gpm für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$.

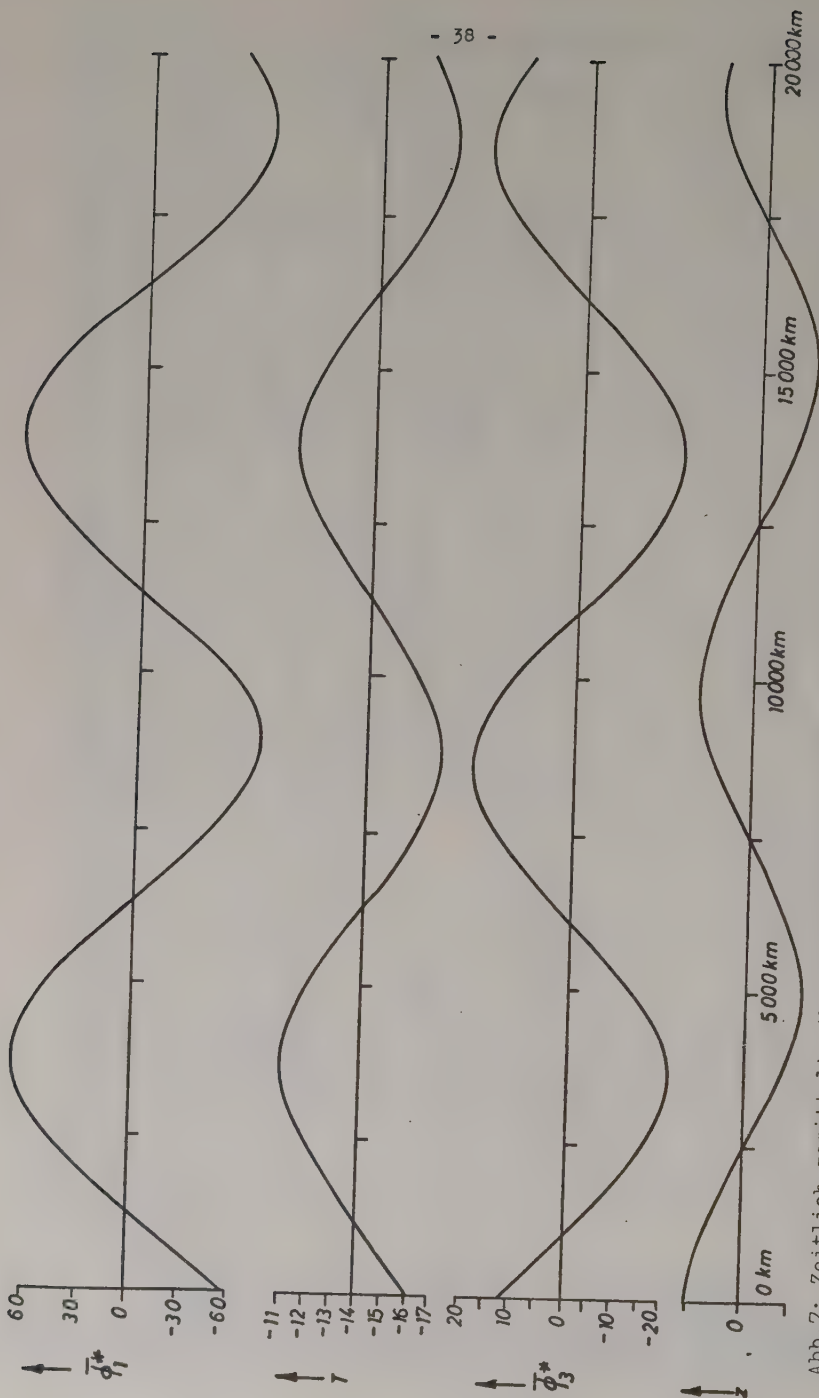


Abb. 7: Zeitlich gemittelte Abweichung des Geopotentials vom zeitlich gemittelten Zonalmittel des Geopotentials der 250 mb Fläche (a) und der 750 mb Fläche (c) in gpm. Zeitlich gemittelte Temperatur der 500 mb Fläche in $^{\circ}\text{C}$ (b) in der Kanalmitte für $h = 0.0189 \text{ K}_j/\text{ts}$. (d) Orographie (1,2).

von Saltzman (1963) u.a. zeigen, daß in geostrophischen Modellen die Phasenverschiebung der stehenden Wellen gegenüber der Orographie entweder 0 oder π ist. Von daher gesehen ist der in Abb. (7) erkennbare Phasenunterschied von π nicht als vertikale Achsenneigung zu interpretieren.

Zusätzlich ist in Abb.(7) die Temperaturverteilung in 500 mb eingezeichnet. Die vertikale Änderung des Geopotentials ist über die hydrostatische Grundgleichung in linearisierter Form

$$\frac{\partial \phi^*}{\partial p} = - \frac{R \overline{T_2^*}}{p_2}$$

mit der Temperatur gekoppelt. Somit ist es in jenen Gebieten, wo $\partial \phi^* / \partial p$ positiv kalt und in jenen, wo $\partial \phi^* / \partial p$ negativ warm.

In Abb.(5) ist der meridionale Wärmetransport und die Vertikalbewegung in 500 mb dargestellt. Die zonale Struktur des Wärmetransports ist erkennbar. Wird der Wärmetransport über den Kanal gemittelt, so ergibt sich der zeitlich und über den Kanal gemittelte Wärmetransport zu 9,352 °C m/s. Wird der in °C m/s angegebene Wert für den Wärmetransport mit dem Faktor 10^4 multipliziert, so erhält man den Wärmestrom in W/mb m. Der Wärmetransport soll ausführlich in einem eigenen Kapitel (VII) behandelt werden. Dort werden dann die Wärmetransporte aufgrund der stehenden und der transienten Wellen gesondert betrachtet.

b) $\eta = 0.0189$ Kj/ts; keine Orographie

Nachdem ein Versuch mit Orographie durchgeführt wurde, soll das Verhalten des inneren Systems ohne Orographieeinfluß untersucht werden. Der Vergleich zwischen dem Ergebnis aus (a) und diesem Versuch gestattet, den Einfluß der Orographie auf das innere System kennenzulernen.

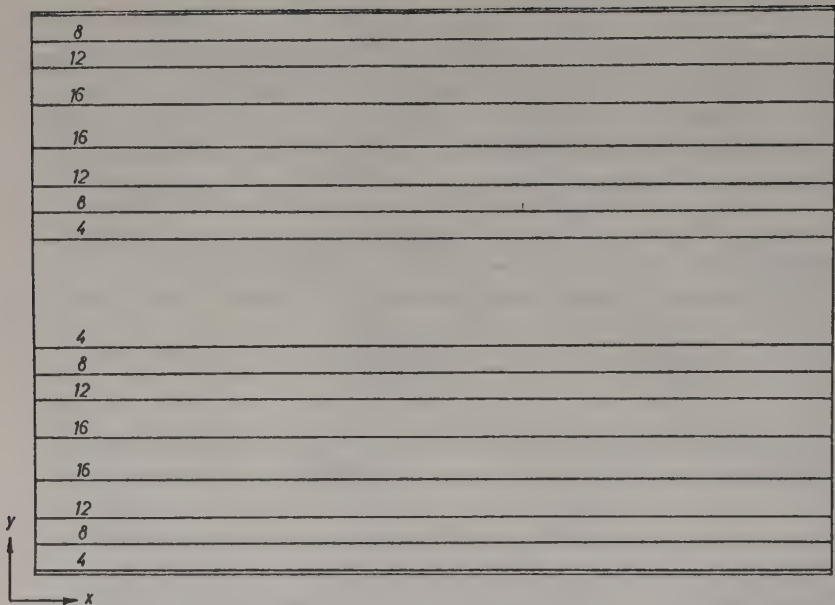


Abb.8: Zeitlich gemittelter Wärmetransport in $^{\circ}\text{C m/s}$;
 $\bar{h} = 0.0189 \text{ KJ/ts}$, keine Orographie.

Lorenz (1963) und Quinet (1973,1974) haben Versuche ohne Orographie gerechnet. Sie beobachteten bei Vorgabe der thermischen Zwangsfunktion $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ eine wandernde Welle mit der Wellenzahl 2 in y -Richtung. Das vorliegende Modell bringt das gleiche Ergebnis: die Amplitude des Grundstromes ist konstant und die Amplitude der wandernden Welle (2,4) ist konstant; die Wanderungsgeschwindigkeit beträgt 1 m/s . Als Vergleich ist der Fall mit Orographie bei gleichem übrigen äußeren System zu betrachten. In diesem Versuch werden zwei wandernde Wellen (1,4) und (2,4) beobachtet, die beide durch etwas höhere Phasengeschwindigkeit ($1,3 \text{ m/s}$) ausgezeichnet sind.

In Abb.(8) ist der Wärmetransport dargestellt. Im Vergleich zu Abb.(5a) ist hier die ungestörte zonale Struktur deutlich erkennbar. Der über den Kanal gemittelte Gesamtwärmetransport ergibt sich zu $8,367^{\circ}\text{C m/s}$. Dieser ist etwas geringer als jener,

der bei Vorhandensein von Orographie festgestellt wurde. Aufgrund der stehenden und der wandernden Wellen findet ein meridionaler Wärmetransport statt. Aus Übersichtsgründen werden die einzelnen Anteile des Gesamtwärmetransports in Kapitel VII diskutiert.

c) $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$; mit Orographie

Ein weiterer Versuch wird durchgeführt bei geändertem $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$, um die Reaktion des inneren Systems bei diesem äußeren System zu studieren. In Abb.(9) ist der Zeitverlauf der Amplituden des Grundstromes und der Wellen vom 1600. bis 2000. Tag dargestellt. Bis zu diesem Zeitpunkt stellt sich keine Zirkulation ein, die jener für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ in Abb.(3) vergleichbar wäre. Die Art des Verhaltens der Amplituden wird als irregulär oder nichtperiodisch bezeichnet. Es sind zwei wandernde Wellen, (1,4) und (2,4), vorhanden, deren Amplituden sich unperiodisch ändern, wobei die Beträge beider Amplituden von gleicher Größenordnung sind. (1,0) ändert sich ebenfalls nichtperiodisch; (2,0) ist zu jedem Zeitpunkt null. Die Amplituden der Wellen (1,2) und (2,2) verhalten sich auch nichtperiodisch; die Phasengeschwindigkeiten der Wellen ändern sich dabei unregelmäßig. Eine eindeutige Charakterisierung des Verhaltens der Amplituden und der Phasengeschwindigkeiten ist nicht möglich.

Nun werden die Amplituden über 2000 Tage zeitlich gemittelt und die Mittelwerte der Amplituden bestimmt. Das Ergebnis ist in Abb.(10) dargestellt; diese Abb. ist zu vergleichen mit Abb.(4) für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$. Im zeitlichen Mittel stellen sich beide Zirkulationsformen des inneren Systems bei verschiedenem äußeren System, $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ und $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$, ohne wesentliche Unterschiede dar, obwohl in der zeitlichen Abfolge deutliche Unterschiede in den Zirkulationsmustern zu beobachten waren (Abb.3 und Abb.9).

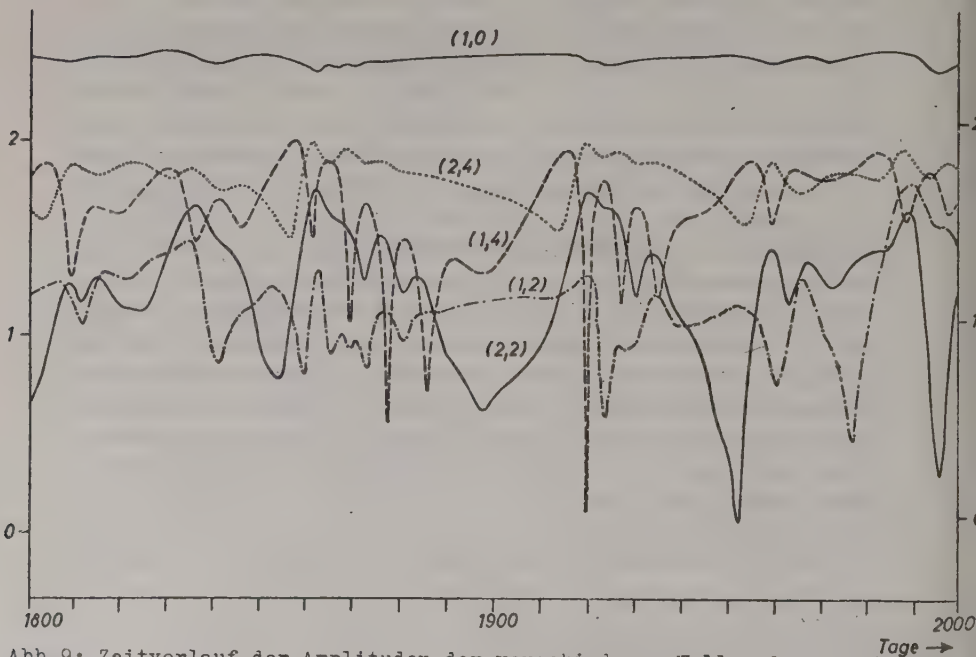
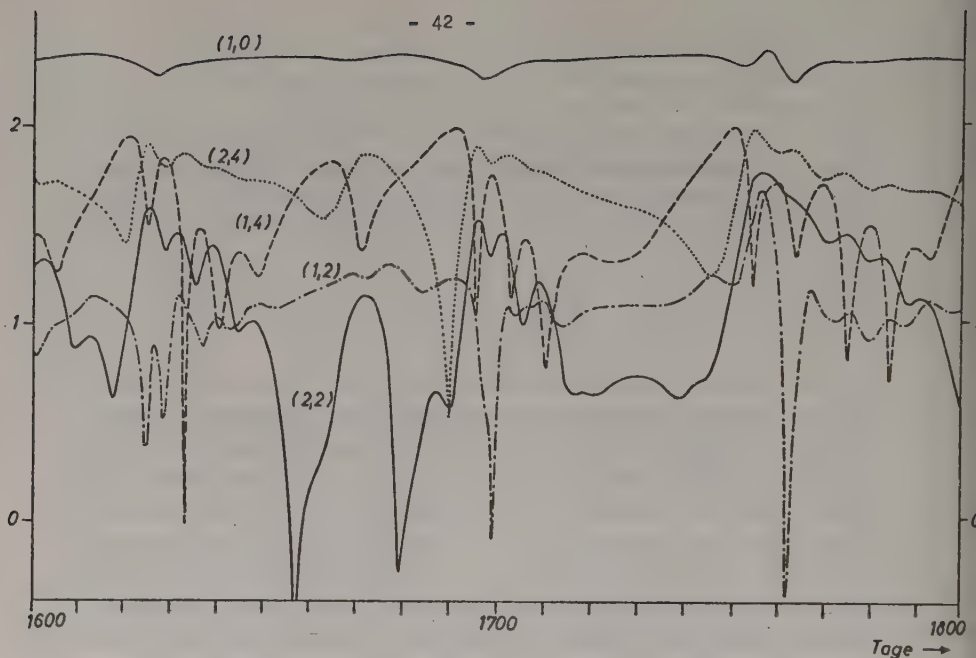


Abb.9: Zeitverlauf der Amplituden der verschiedenen Wellen des vertikalen Mittels der Stromfunktion ψ_n für $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ mit Orographie auf $(1,2)$.
Legende wie Abb.3.

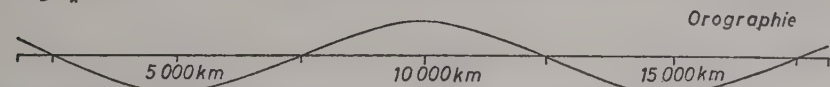
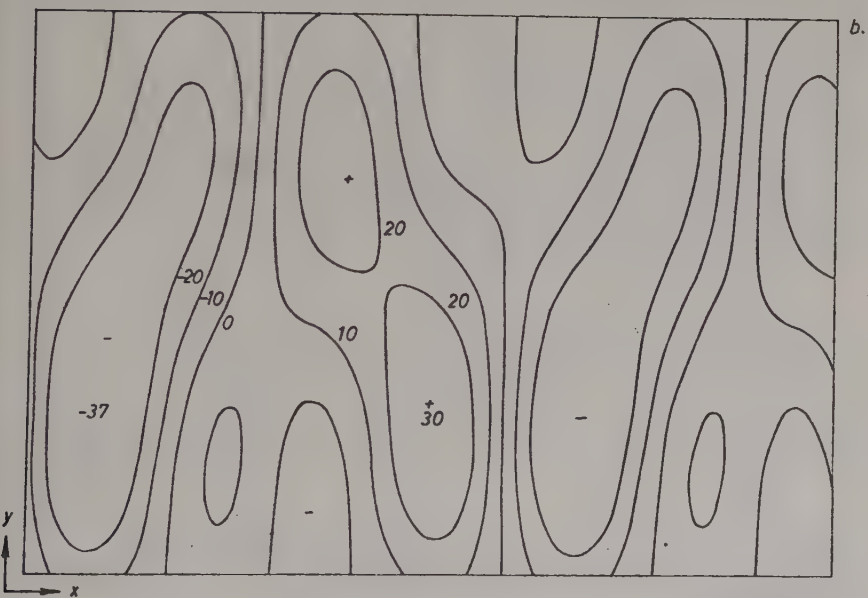
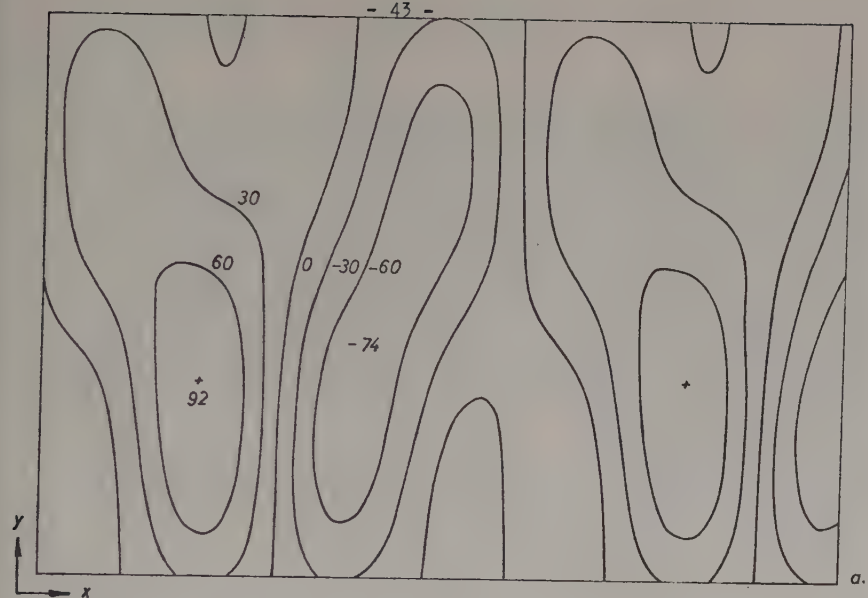


Abb.10: ϕ^* in gpm 250 mb-Fläche (a), 750 mb-Fläche (b) für $\alpha = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ und Orographie (1,2).

Eine Möglichkeit, diese zeitlichen Unterschiede auch im zeitlich gemittelten Zustand erkennbar zu machen, ist es, den Zustand der zweiten Momente in beiden Fällen zu untersuchen. Hier bietet sich z.B. der Wärmetransport(meridional) an, dargestellt in Abb.(11). Im Gegensatz zum Fall $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ ist keine zonale Struktur vorherrschend, sondern eine mehr meridionale. Wird der ortsabhängige Wärmetransport über den Kanal gemittelt, so ergibt sich der meridionale Wärmetransport zu $2,6^\circ\text{C m/s}$. Dies ist nur ca. 25% des Wärmetransports, der bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ ermittelt wurde.

Zur vollständigen Charakterisierung der verschiedenen Zirkulationstypen müssen die verschiedenen Energiezyklen untersucht werden. Dies geschieht vergleichend in Kapitel .

d) $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$; Variation der Orographie

Hier soll nun untersucht werden, wie sich das Verhalten des inneren Systems bei veränderter Orographie modifiziert. In den vorangegangenen Versuchen war die Orographie auf (1,2). Dabei wurden die Wellen (1,4) und (2,4) von nichtperiodischer Art beobachtet. In Tab.(1) sind die Ergebnisse aus Versuchen mit geänderter Orographie und der Effekt auf die Zirkulationsform des inneren Systems angegeben.

Orographie	wandernde Wellen	Zirkulationsform
(1,2)	(1,4), (2,4)	I
(2,2)	(1,4), (2,4)	I
(1,4)	(2,4)	V ("Schwappen")
(2,4)	-	□

Tab.1: Vergleich der im inneren System entstehenden Zirkulationsmuster bei verschiedener Orographie; $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$.

I, V und H wie Abb.2.

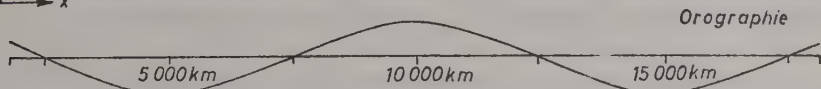
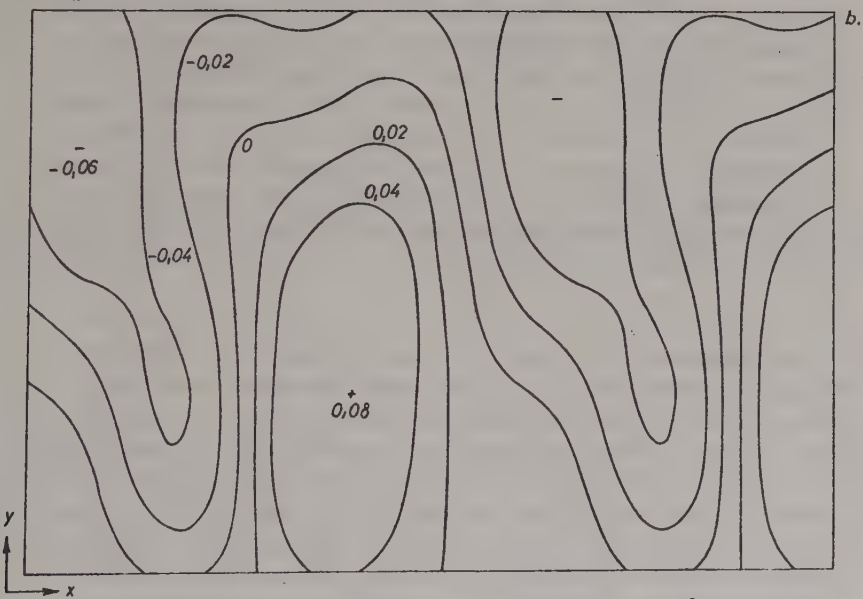
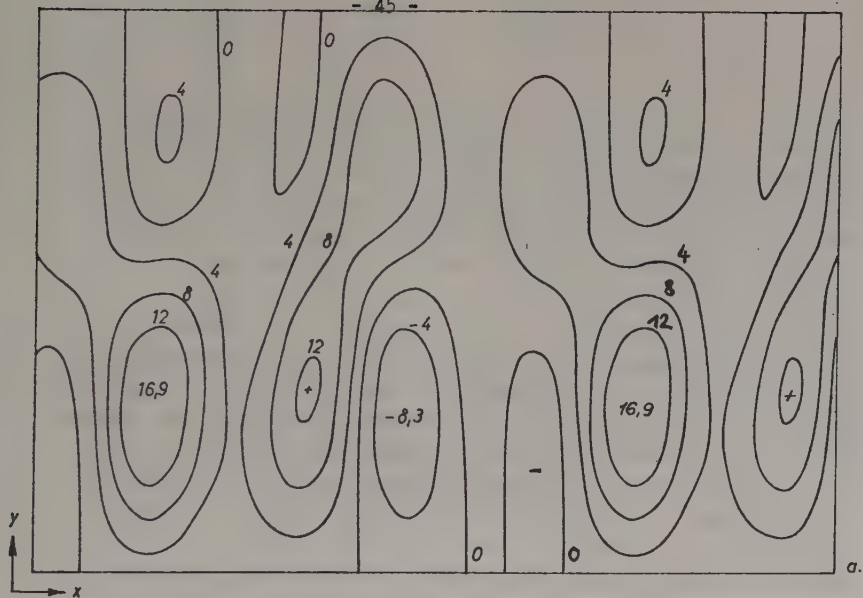


Abb.11: Zeitlich gemittelter meridionaler Wärmetransport (a) in $^{\circ}\text{C m/s}$ und Vertikalbewegung in 500 mb (b) in cm/s für $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ und Orographie (1,2).

Es sind in Abhängigkeit von der Orographie Hadley-Zirkulation, Vacillation und nichtperiodische Zirkulation festzustellen. Befindet sich die Orographie auf (1,2) oder (2,2), so wird nichtperiodische Zirkulation beobachtet. Alle entstehenden wandernden Wellen besitzen die Wellenzahl 4 in x-Richtung.

Ist die Orographie auf (2,4), so entsteht eine Hadley-Zirkulation. Befindet sich die Orographie auf (1,4), so entsteht eine wandernde Welle (2,4) mit vacillierender Amplitude und Phasengeschwindigkeit, wobei sich die Wanderungsrichtung der Welle periodisch ändert. Sie wandert 37 Tage nach Westen und danach 37 Tage nach Osten usf. Diesen Vorgang kann man als "Schwappen" kennzeichnen.

In Abb.(12a,b) ist der Zeitverlauf der Amplituden für die Fälle: Orographie (1,4) und (2,4) abgebildet. Der Zeitverlauf der Amplituden für den Fall Orographie auf (2,2) entspricht jenem, wie er in Abb.(9) für Orographie auf (1,2) dargestellt ist. Eine mögliche Erklärung für das Auftreten so verschiedener Zirkulationsformen in Abhängigkeit von der Orographie soll aus Übersichtsgründen in Kapitel bei der Diskussion der Energiezyklen gegeben werden. An dieser Stelle soll es genügen nur die Veränderungen im Verhalten des inneren Systems in Abhängigkeit von der Orographie zu bestimmen.

In Abb.(12c) ist das Verhalten der Amplituden bei $h = 0.0147$ Kj/ts dargestellt, für den Fall, daß im äußeren System keine Orographie vorhanden ist. Es ist eine Zirkulation von vacillierender Art, mit zwei wandernden Wellen mit vacillierenden Amplituden. Die Vacillationsperiode beträgt bei der Welle (1,4) 24 Tage und die Phasengeschwindigkeit dieser nach Osten wandernden Welle ist 2,4 m/s. Die Welle (2,4) besitzt die Periode 10 Tage und die Phasengeschwindigkeit dieser ebenfalls nach Osten ziehenden Welle beträgt 3,2 m/s. Die Amplitude des Grundstromes (1,0) ist konstant. (2,0) ist zu allen Zeiten null.

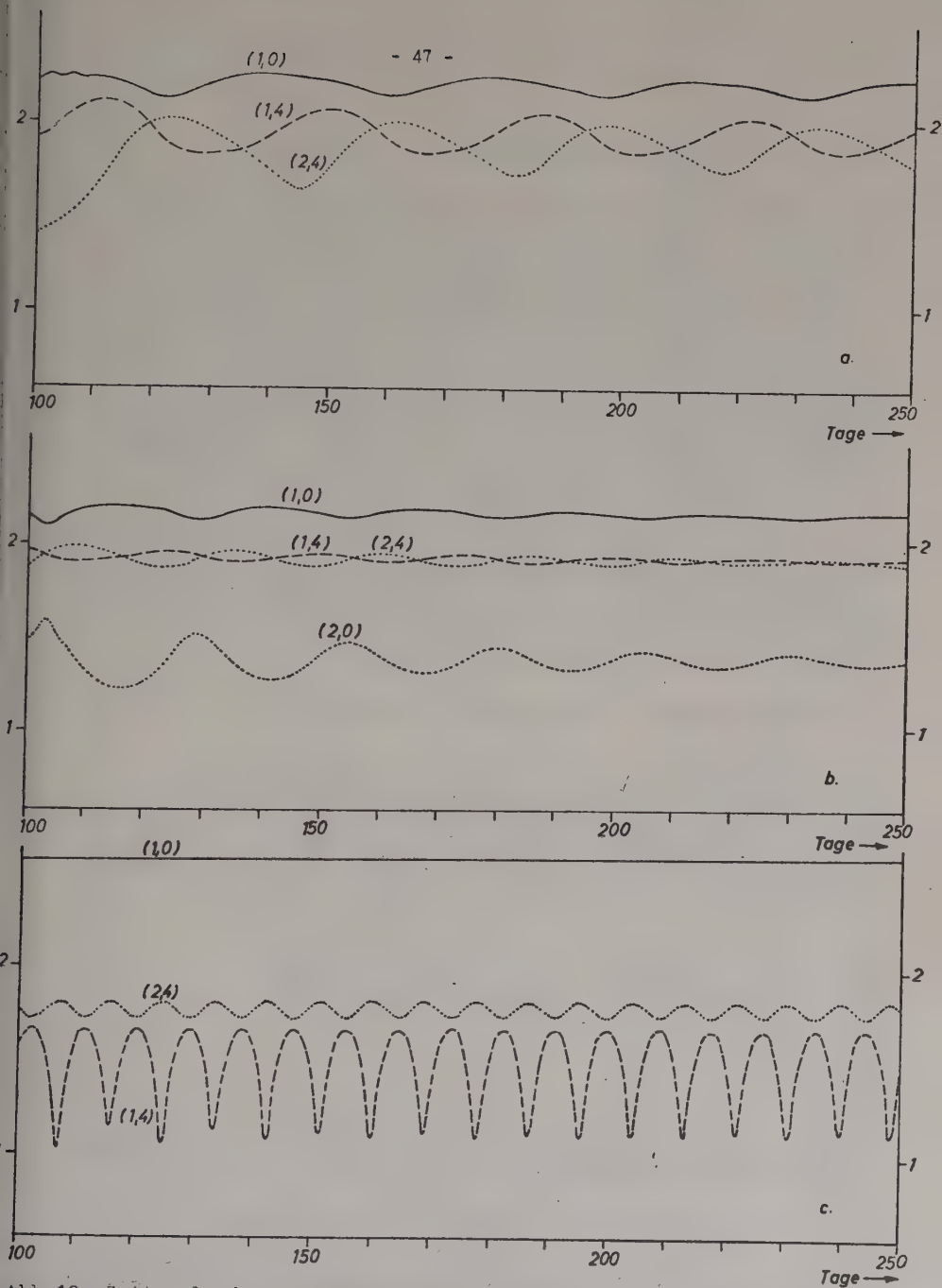


Abb.12: Zeitverlauf der Amplituden der verschiedenen Wellen des vertikalen Mittels der Stromfunktion für $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$; (a) Orographie auf (1,4), (b) Orographie auf (2,4), (c) keine Orographie. Legende wie Abb.3.

e) $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$; mit Orographie

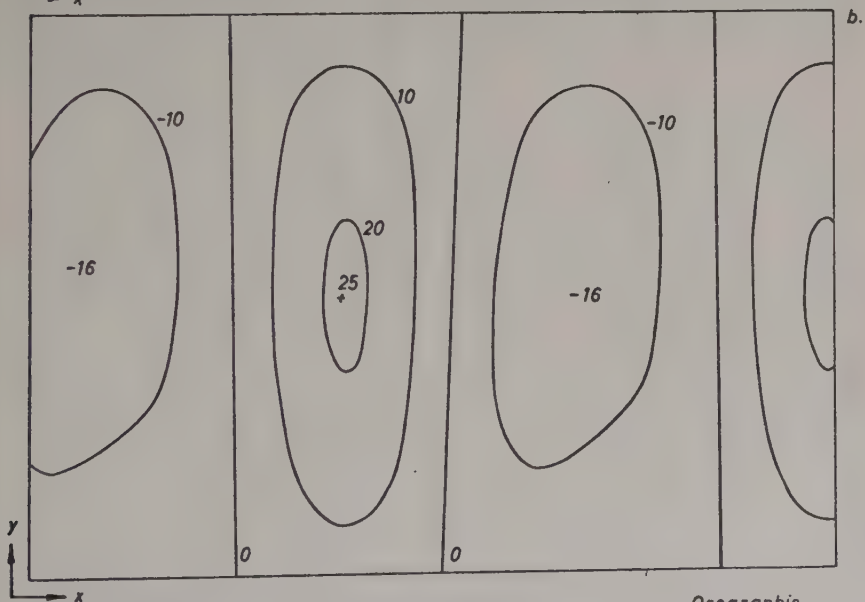
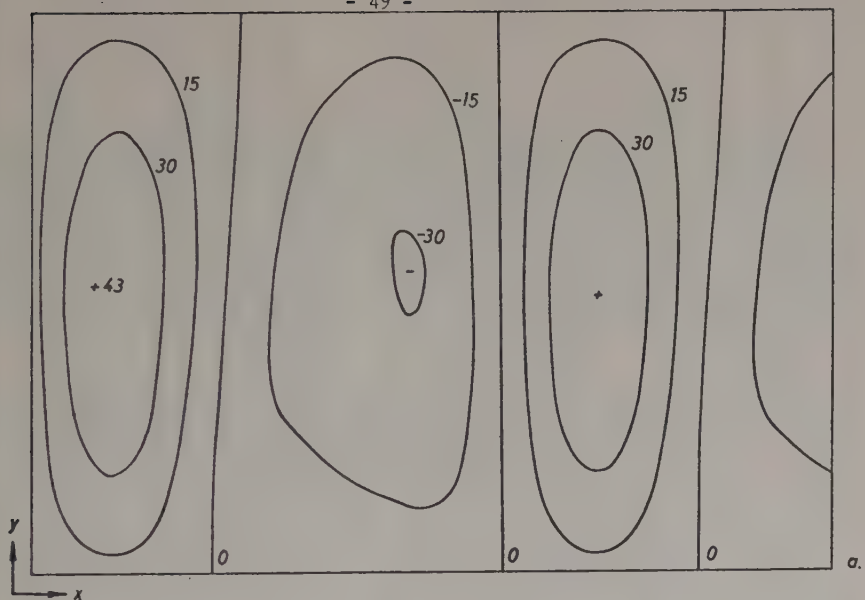
Als letzter Versuch wird nun ein Versuch durchgeführt, bei dem aufgrund des vorgegebenen $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$ im inneren System eine Hadley-Zirkulation zu erwarten ist (s.Kap.II), da vorgegebenes h unterhalb der kritischen Grenze für die Entwicklung von Wellenstörungen angesetzt ist. Im Zeitverlauf sind nur der konstante Grundstrom (1,0), sowie eine kräftige stehende Welle (1,2) und eine sehr schwache stehende Welle (2,4) vorhanden. Die Struktur des inneren Systems nach zeitlicher Mittelung der Amplituden über 100 Tage ist in Abb.(13) dargestellt. Die meridionale Achsenneigung ist sehr schwach, da die stehende Welle (2,4) im Vergleich zu der stehenden Welle (1,2) sehr schwach ist. In Abb.(14) ist noch die Vertikalbewegung in 500 mb und der meridionale Wärmetransport abgebildet, der auch hier von meridionaler Struktur ist. Da es sich um eine Hadley-Zirkulation handelt, ist der über den Kanal gemittelte meridionale Wärmetransport sehr schwach, $0.0118 \text{ }^{\circ}\text{C m/s}$.

3) Zusammenfassung der Ergebnisse des Zeitmodells

Am Ende dieses Kapitels soll nun noch eine Zusammenfassung der Ergebnisse der Versuche mit dem Zeitmodell erfolgen. In Tab.(2) sind die verschiedenen Zirkulationsformen des inneren Systems in Abhängigkeit vom äußeren System zusammengestellt. Die Versuche mit und ohne Orographie zeigten nur bei $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$

h in Kj/ts	Zirkulationsform Orographie (1,2)	Zirkulationsform keine Orographie
0.0115	H	H
0.0147	I	V
0.0189	R	R

Tab.2: Vergleich der im inneren System entstehenden Zirkulationsformen mit und ohne Berücksichtigung der Orographie für verschiedene thermische Zwangsfunktionen h . H, V, R und I s. Abb.2.



Orographie

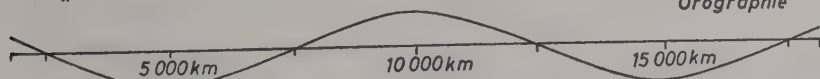


Abb. 13: Φ^* der 250 mb Fläche (a) und der 750 mb Fläche (b) in gpm für $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$ und Orographie (1,2).

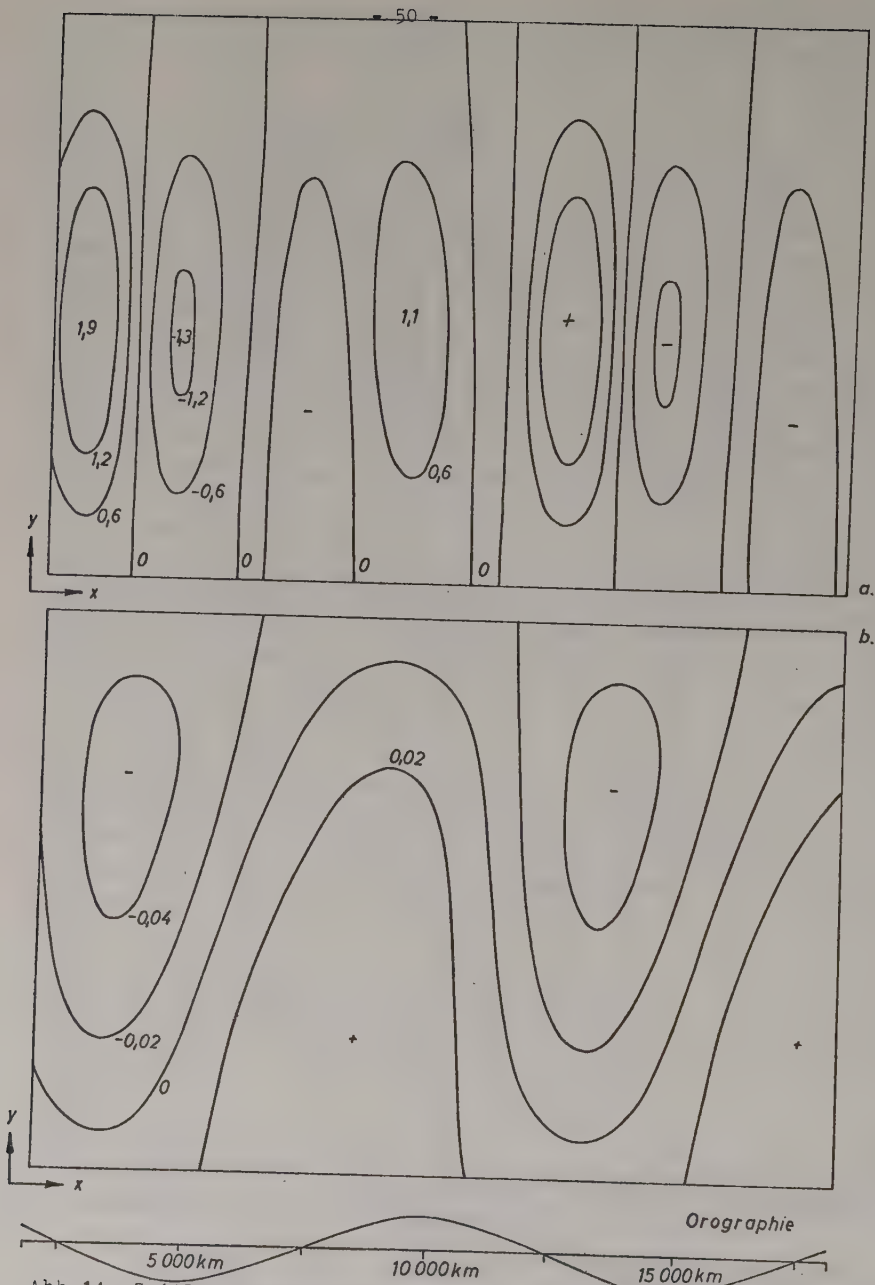


Abb.14: Zeitlich gemittelter meridionaler Wärmetransport in $^{\circ}\text{C m/s}$ (a) und Vertikalbewegung in cm/s bei $h = 0.0115 \text{ KJ/ts}$ und Orographie (1,2).

verschiedene Zirkulationsmuster im inneren System. Eine Begründung für das Auftreten verschiedener Zirkulationsformen in Abhängigkeit von der Orographie wird bei der Diskussion der spektralen Energiezyklen gegeben. Aus Tab.(1) sind bei konstanter thermischer Zwangsfunktion $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ die entstehenden Zirkulationstypen im inneren System in Abhängigkeit von der Orographie zu ersehen. Es zeigen sich im inneren System Hadley-Zirkulation, Vacillation und nichtperiodische Zirkulation.

Abschließend noch eine Bemerkung zur Wahl der Kanalbreite. Sie ist entscheidend für die auftretenden Zirkulationsformen des inneren Systems, wie bei Trumbower (1972) und Brown (1969) nachzulesen ist. Trumbower beobachtet z.B. bei einer Kanalbreite von 4000 km nur Rossby- und Hadley-Zirkulation, während erst bei doppelter Kanalbreite nichtperiodische Systeme auftreten. Versuche mit dem Zeitmodell dieser Arbeit haben diese Ergebnisse bestätigt. Bei der Wahl der Kanalbreite sollte dieser Zusammenhang beachtet werden.

IV Lösung des stationären Gleichungssystems

In diesem Kapitel werden Versuche beschrieben, die mit dem stationären Modell (21) durchgeführt wurden. Dabei soll untersucht werden, ob sich Lösungen des Gleichungssystems und damit stationäre Zustände des inneren Systems bei festem äußeren System berechnen lassen.

Zunächst ist noch eine Bemerkung zur Identifizierung der verschiedenen Zirkulationsmuster im stationären Modell angebracht. In Tab.3 sind die nichtverschwindenden ersten und zweiten Momente für die verschiedenen Zirkulationsmuster angegeben, sofern stehende Wellen nicht vorhanden sind. Bei transienten Wellen

	$\overline{\Psi}_n, \overline{E}_n$	$\overline{\Psi}_j' \overline{\Psi}_q', \overline{\Psi}_j' \overline{E}_q', \overline{E}_j' \overline{E}_q'$
H	$n = 1$	
R1	$n = 1, 2$	$j, q = 1, 2, 4, 8$
R2	$n = 1$	$j, q = 1, 6, 10$
V	$n = 1$	$j, q = 1, 4, 6, 8, 10$
I	$n = 1$	$j, q = 1, 3 \dots 10$

Tab.3: Die nichtverschwindenden ersten und zweiten Momente in Abhängigkeit von der Zirkulationsform; keine stehenden Wellen. H, R1, R2, V und I s. Abb.2. (stationären Modell)

verschwinden die $\overline{\Psi}_n$ und $\overline{E}_n$ für n zwischen 3 und 10 definitionsgemäß. Stehende Wellen sind dann vorhanden, wenn die $\overline{\Psi}_n$ und die $\overline{E}_n$ für irgendwelche n zwischen 3 und 10 ungleich null sind. Sind stehende Wellen vorhanden, so werden zusätzlich auch die sie betreffenden zweiten Momente nicht verschwinden.

Das nichtlineare System (21) wird nach dem bekannten Newton'schen Näherungsverfahren iterativ gelöst. Dabei handelt es sich um ein Verfahren, bei dem ein vorgegebenes Variablenfeld V_0 als erste Näherung an die Lösung in das Gleichungssystem eingesetzt wird

und durch lineare Extrapolation ein neues Variablenfeld V_1 berechnet wird. Sodann wird mit $(V_0 + V_1)$ als Näherungslösung eine neue Näherungslösung V_2 berechnet usw. Diese schrittweise Näherung führt zu einer Lösung, wenn $\lim_{i \rightarrow \infty} V_i = 0$.

Für verschiedene äußere Systeme, $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$, $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$ und $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$, deren Einfluß auf das innere System im Zeitmodell untersucht wurde, wird das stationäre Modell gerechnet. Dabei wird in allen Versuchen die Orographie auf (1,2) belassen. Jeder dieser Versuche besteht aus zwei Teilen. Zunächst wird als erste Näherung an die Lösung für das stationäre Modell ein Variablenfeld vorgegeben, mit dem eine ruhende Atmosphäre beschrieben wird: $\bar{\psi}_n = \bar{E}_n = \bar{\psi}_j' \bar{\psi}_q' = \bar{\psi}_j' \bar{E}_q' = \bar{E}_j' \bar{E}_q' = 0$ für $n, j, q = 1 \dots 10$. Es wird versucht mit diesem Variablenfeld eine Lösung des stationären Systems zu berechnen. Als zweites wird das zeitlich gemittelte Variablenfeld, das aus dem Zeitmodell bekannt ist (Kap. III) als erste Näherung an die Lösung benutzt. Auch mit diesem Variablenfeld wird geprüft, ob sich eine Lösung des stationären Systems berechnen läßt.

1) Bestimmung des stationären Zustands bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$

Für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ wurde im Zeitmodell eine wandernde Welle (2,4) beobachtet; außerdem waren die Wellen (1,2) und (1,2) mit vacillierender Amplitude und Phasengeschwindigkeit null zu erkennen (Abb. 3,4,5)

Als erste Näherung an die Lösung für (21) wird $\bar{\psi}_n = \bar{E}_n = \bar{\psi}_j' \bar{\psi}_q' = \bar{\psi}_j' \bar{E}_q' = \bar{E}_j' \bar{E}_q' = 0$ für $n, j, q = 1 \dots 10$ vorgegeben. Nach drei Iterationen stellt sich eine Lösung ein. Die Struktur dieser Lösung (Abb. 15) ist vergleichbar dem Ergebnis aus dem Zeitmodell bei $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$; dort wurde eine Hadley-Zirkulation beobachtet. Im Versuch mit dem stationären Modell wird eine stehende Welle vom Typ (1,2) gefunden; meridionale Achsenneigung ist auch hier schwach vorhanden.

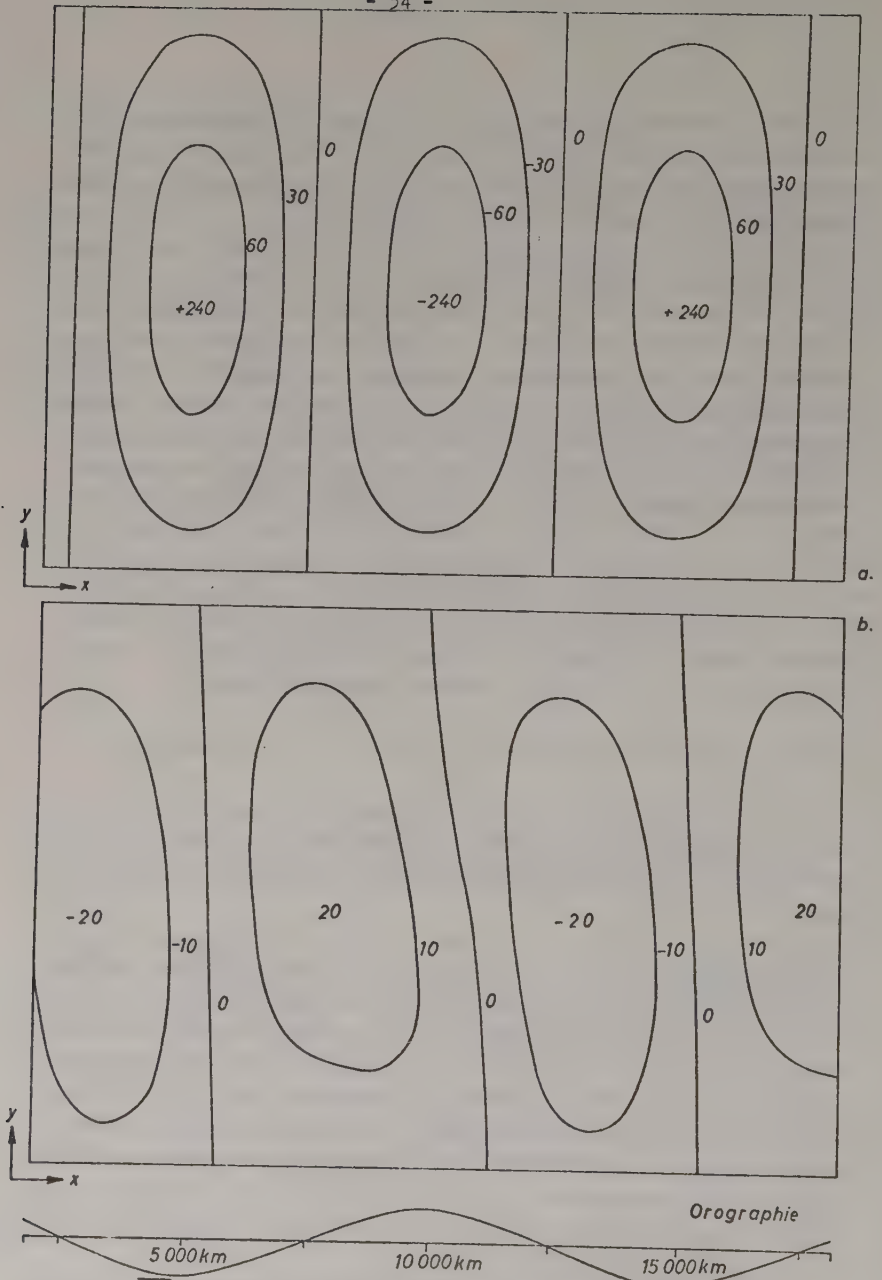


Abb.15: Φ^* der 250 mb Fläche (a) und der 750 mb Fläche (b) in gpm für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ und Orographie (1,2).

Nun hat das System (21) aber vermutlich noch andere Lösungen bei gleichem äußeren System. Dafür sprechen die Ergebnisse der Dish-Pan-Versuche, die eine experimentelle Vergleichsmöglichkeit zum vorliegenden Modell bieten, da es ein einfaches Modell für Kanalströmung ist. Die Dish-Pan-Experimente zeigen in Abhängigkeit von äußeren Parametern, wie Rotationsgeschwindigkeit u.ä., verschiedene Zirkulationssysteme (Fultz 1959, Hide 1969, Lorenz 1967).

Hätte man eine geeignete erste Näherung an eine neue Lösung, so könnte das System (21) bei der Iteration gegen eine neue Lösung konvergieren. Versuche, aus der Atmosphäre bekannte klimatologische Daten als erste Näherung an eine Lösung zu benutzen, führten nicht zum Erfolg. Aus dem Zeitmodell ist eine derartige erste Näherung an eine Lösung bei $h = 0.0189$ KJ/ts bereits bekannt: bei Vorgabe dieser ersten Näherung an eine Lösung läßt sich nach vier Iterationen eine Lösung berechnen, sie ist in Abb.(16) dargestellt. Es ist damit für das vorgegebene äußere System ein neuer stationärer Zustand des inneren Systems berechnet worden. Dieser stationäre Zustand zeigt in seiner Struktur keine große Abweichungen von dem zeitlich gemittelten Zustand, der mit dem Zeitmodell bestimmt wurde (Abb.4). Die Absolutbeträge der Amplituden sind etwas größer als jene, die sich aus dem Zeitmodell errechneten. Auch der ortsabhängige meridionale Wärmetransport und die Vertikalbewegung (Abb. 17) weisen in ihrer Struktur keine wesentlichen Abweichungen auf. Auch hier eine Verstärkung der Absolutbeträge.

Es zeigt sich also, daß mit Hilfe des stationären Modells ein stationärer Zustand des inneren Systems bei festem äußerem System berechnet werden kann. Leider wird aber zur Berechnung des stationären Zustandes der zeitlich gemittelte Zustand aus dem Zeitmodells benötigt. Das bedeutet, daß das stationäre Modell einen Nachteil bezüglich des Rechenaufwandes gegenüber dem Zeitmodell besitzt.

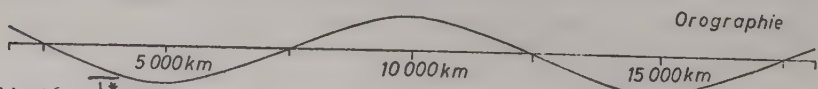
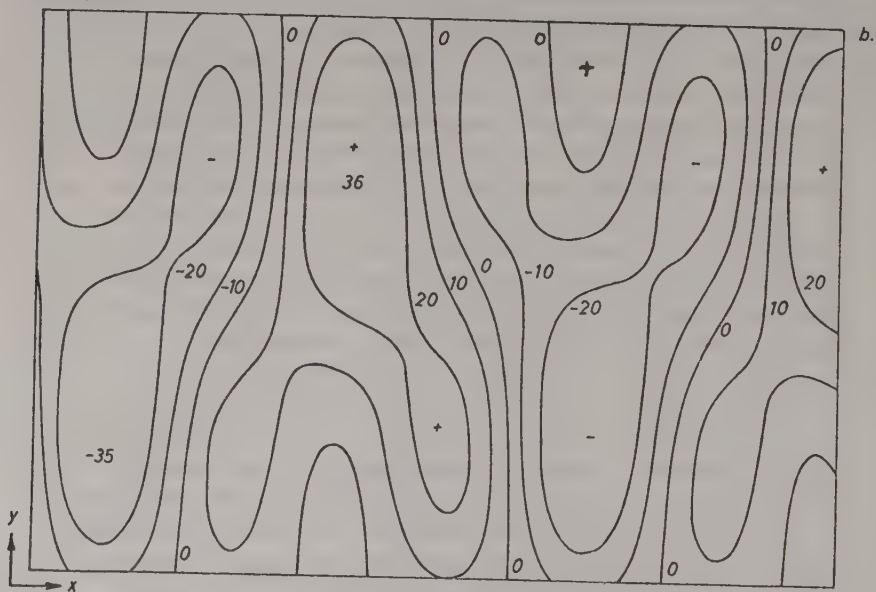
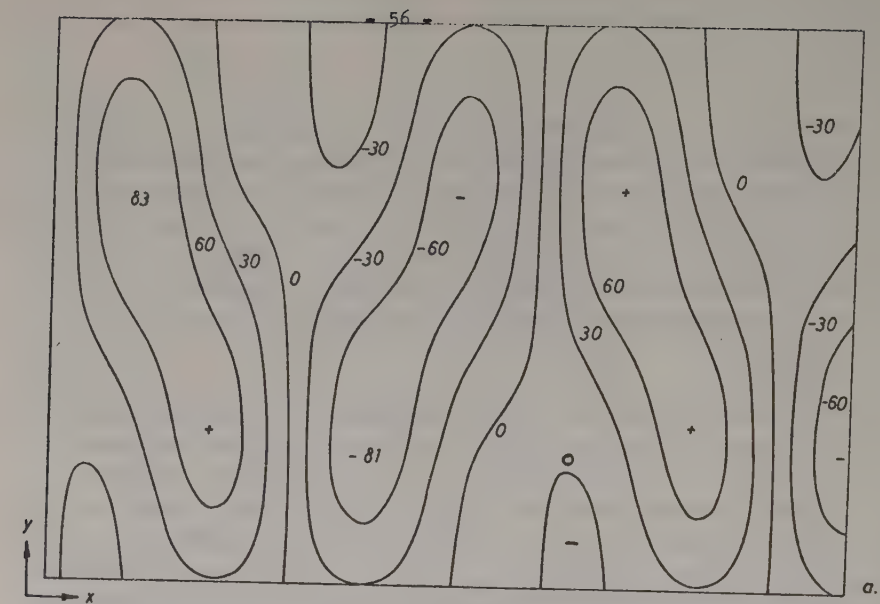


Abb. 16: ϕ^* der 250 mb Fläche (a) und der 750 mb Fläche in gpm für $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ und Orographie (1,2).

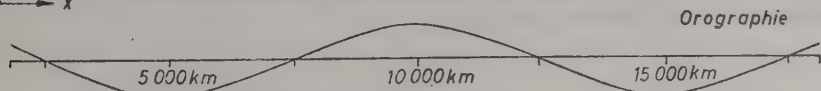
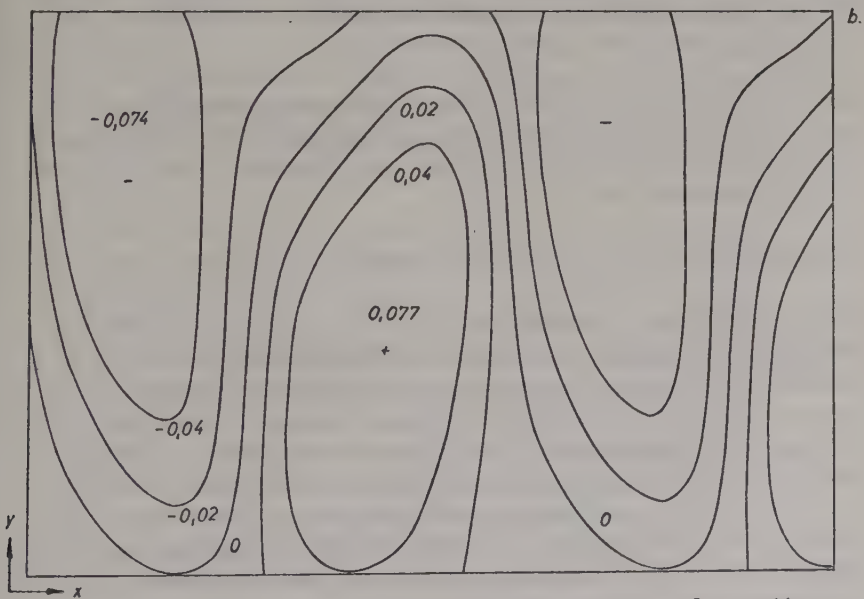
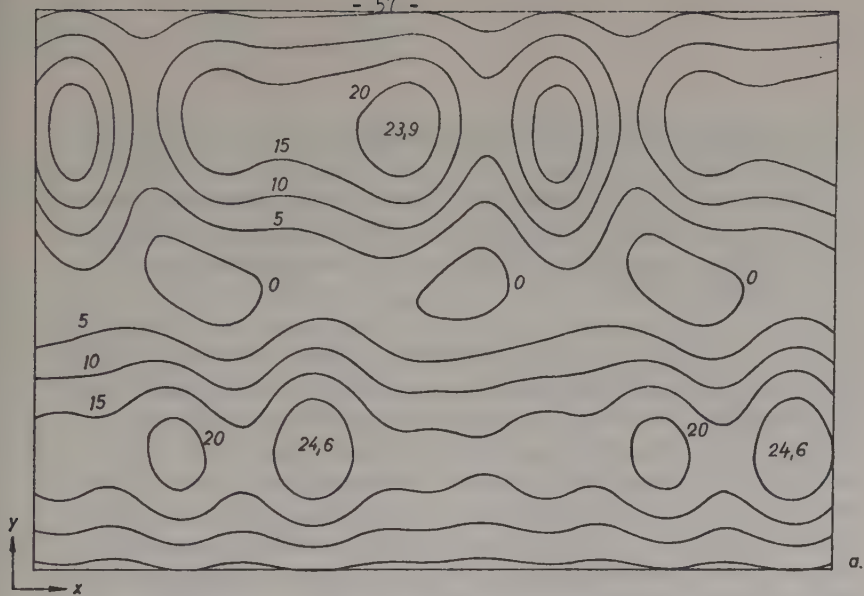


Abb.17: Stationärer wärmetransport (meridional) (a) in $^{\circ}\text{C m/s}$ und Vertikalbewegung in 500 mb in cm, (b) bei $h = 0,019 \text{ kJ/ts}$ und Orographie (1,2).

2) Bestimmung des stationären Zustandes bei $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$

Als nächstes wird ein Versuch mit dem stationären Modell gemacht bei $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$. Bei dieser thermischen Zwangsfunktion zeigte sich im Zeitmodell im inneren System eine Hadley-Zirkulation.

Zunächst wird versucht mit ruhender Atmosphäre als erste Näherung an die Lösung eine stationäre Lösung des Systems (21) zu berechnen. Es wird nach drei Iterationen eine Hadley-Zirkulation als Lösung errechnet. Bei Benutzung des aus dem Zeitmodell bekannten zeitlich gemittelten Variablenfeldes als erste Näherung an die Lösung für das stationäre Modell ergibt sich nach zwei Iterationen eine Hadley-Zirkulation mit stehender Welle. Es ist die gleiche Lösung, wie sie auch bei Vorgabe der ruhenden Atmosphäre als erste Näherung an die Lösung berechnet wird.

Aus diesem Ergebnis ist zu folgern, daß eine Hadley-Zirkulation als Lösung des stationären Systems auch ohne Benutzung des Variablenfeldes, das mit Hilfe des Zeitmodells bestimmt wird, berechenbar ist.

3) Bestimmung des stationären Zustandes bei $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$

Als letzter Versuch wird nun mit $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ gerechnet. Im Zeitmodell ergaben sich dabei in Abhängigkeit von der Orographie Hadley-Zirkulation, Vacillation und nichtperiodische Zirkulation. Für die Berechnung des stationären Zustandes wird die Orographie auf (1,2) gelegt. Somit ist der zu berechnende stationäre Zustand mit dem zeitlich gemittelten Zustand des Zeitmodells zu vergleichen, bei dem die Orographie ebenfalls auf (1,2) war. Die Berechnungen mit dem Zeitmodell ergaben für diesen Fall eine nichtperiodische Zirkulation im inneren System.

Wird eine ruhende Atmosphäre als erste Näherung an die Lösung vorgegeben, so wird ebenfalls, wie zu erwarten, eine Hadley-Zirkulation als stationäre Lösung gefunden. Mit Hilfe des Zeitmodells werden die zeitlich gemittelten Amplituden $\overline{\psi}_n$ und $\overline{E}_n$ und die zweiten Momente $\overline{\psi_1^2}$, $\overline{\psi_1 E_1}$ und $\overline{E_1^2}$ bestimmt, in dem über 2000 Tage zeitlich gemittelt wird. Dieses zeitlich gemittelte Variablenfeld wird als erste Näherung an die Lösung für das stationäre System (21) benutzt. Nach zwölf Iterationen zeigt sich noch keine Lösung des Systems. System (21) vermag die ersten und zweiten Momente zu beschreiben; dieses System ist sicherlich dann nicht mehr brauchbar, wenn die dritten Momente von großer Bedeutung sind. Zur Schließung des Gleichungssystems (21) wurde die Annahme gemacht, daß die dritten Momente verschwinden sollen und somit wurden nach zeitlicher Mittelung die in die Gleichungen (11) bis (13) auf der rechten Seite angegebenen Terme aus den Gleichungen gestrichen. Im Zeitmodell lassen sich diese dritten Momente berechnen. Sie können mit dem zeitlich gemittelten Variablenfeld aus dem Zeitmodell als konstante "Zwangsfunktion" bei der Iteration im stationären Gleichungssystem übernommen werden.

Wird das System (21) unter Berücksichtigung der dritten Momente mit der ersten Näherung an die Lösung aus dem Zeitmodell für $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ gelöst, so wird eine Lösung im stationären Modell erzeugt. In Abb. (18,19) ist die Struktur dieser Lösung dargestellt. Vergleicht man den stationären Zustand mit dem zeitlich gemittelten Zustand, dargestellt in Abb. (10,11), so zeigen sich nur schwache Abweichungen. Das zeitlich abhängige System (20) und das stationäre System (21) basieren auf den gleichen Gleichungen und dem gleichen äußeren System. Zur Schließung von System (21) benötigt man die Annahme, daß die dritten Momente verschwinden. Das bedeutet eine Reduzierung des Systems. Werden die dritten

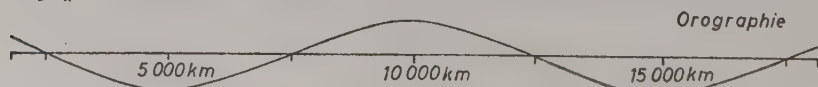
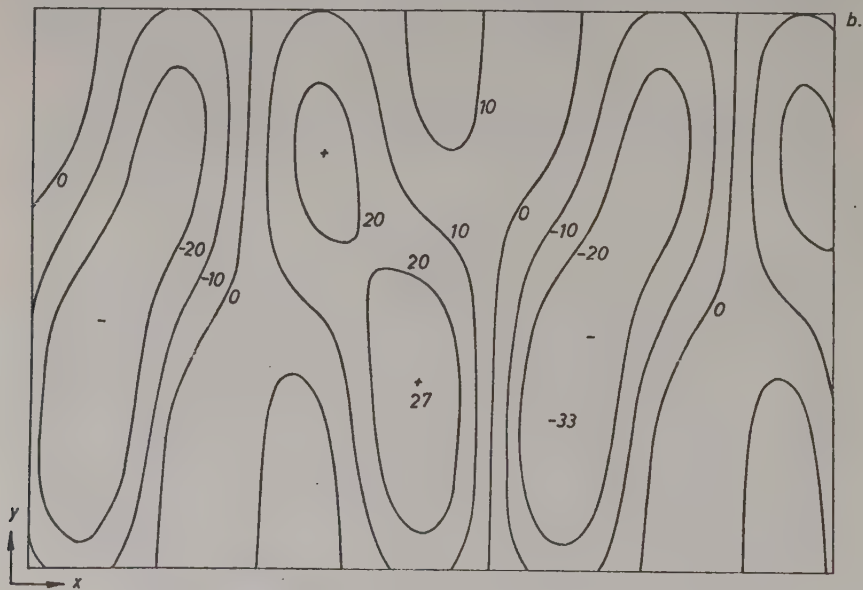
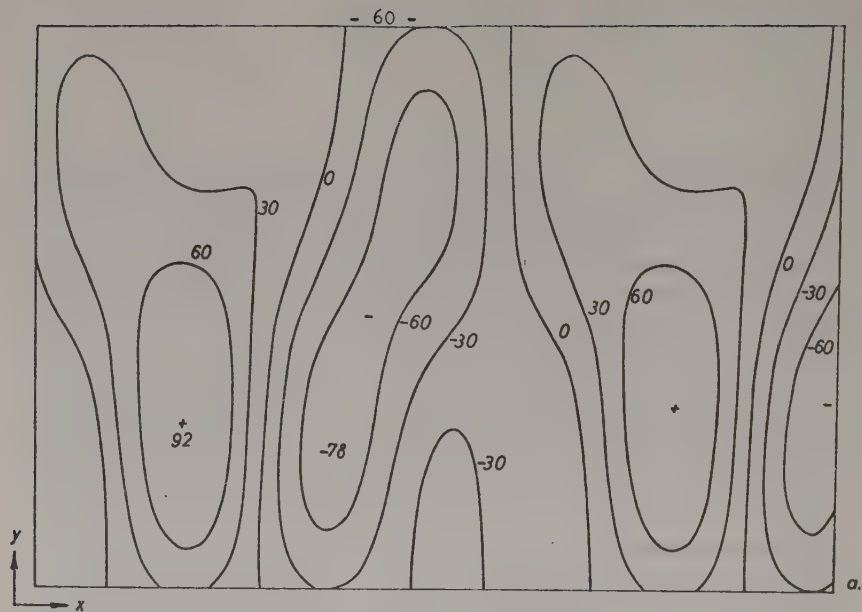


Abb.18: Φ^* der 250 mb Fläche (a) und der 750 mb Fläche (b) bei $h = 0.0147 \text{ kg/ts}$ und Orographie (1,2).

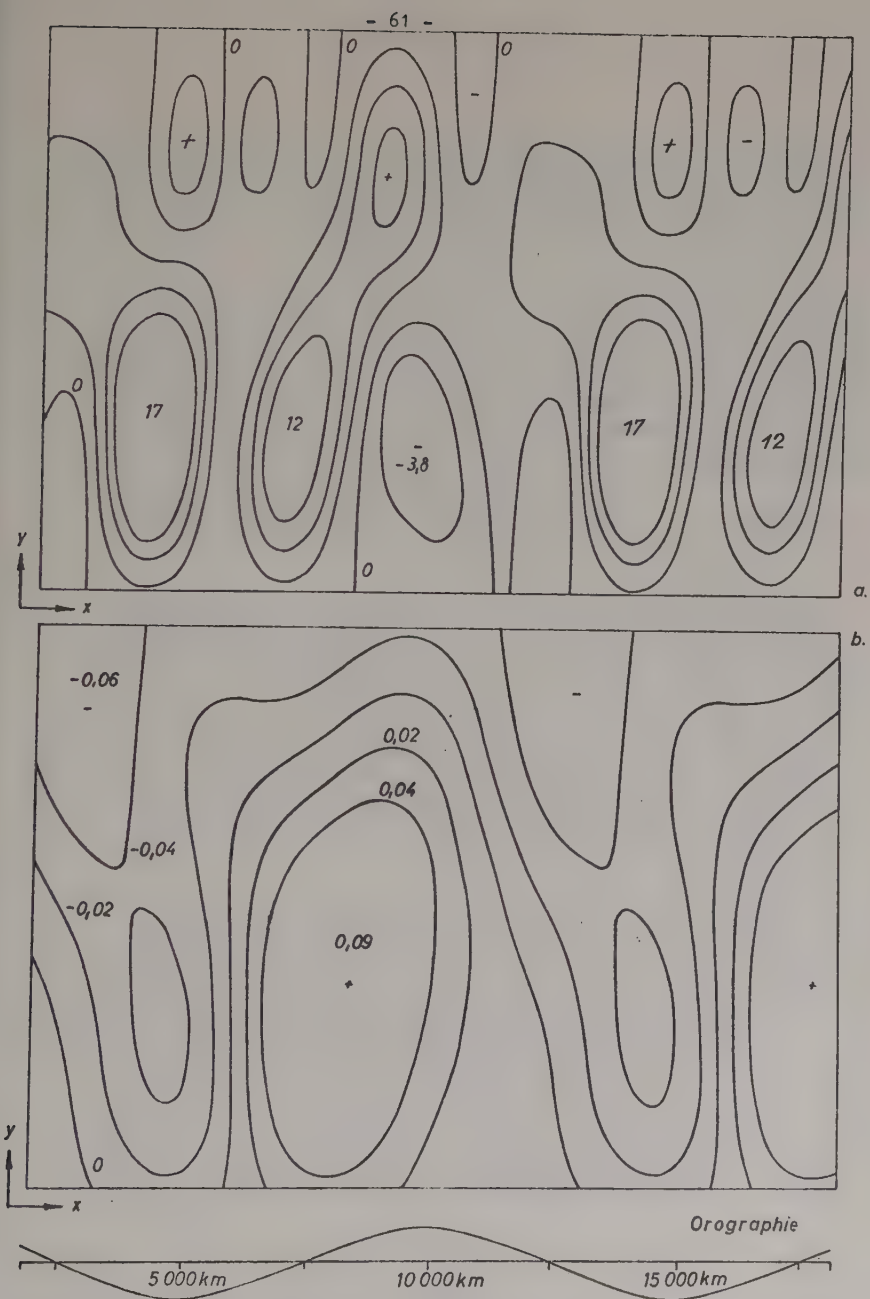


Abb.19: Stationärer meridionaler wärmetransport (a) in $^{\circ}\text{C m/s}$ und Vertikalbewegung in 500 mb (b) in cm/s bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ und Orographie (1,2).

Momente berücksichtigt, so muß das zeitlich gemittelte Variablenfeld mit dem stationären Variablenfeld übereinstimmen.

Nichtperiodische Zirkulation als Lösung des stationären Modells bei festem äußeren System kann berechnet werden nur bei Berücksichtigung der dritten Momente. Die dritten Momente und das Variablenfeld, das als erste Näherung an die Lösung im stationären Modell benutzt wird, müssen mit Hilfe des Zeitmodells bestimmt werden.

4) Variation des äußeren Systems bei vorgegebenem stationären Zustand des inneren Systems

Zu verschiedenen äußeren Systemen konnten die entsprechenden stationären Zustände des inneren Systems im stationären Modell berechnet werden. Da zur Bestimmung der gesuchten stationären Zustände des inneren Systems mit Hilfe des stationären Modells die zeitlich gemittelten Ergebnisse des Zeitmodells benötigt werden, sollte der Versuch mit dem stationären Modell Klima ohne Berechnung des zeitlich veränderlichen Verhaltens des inneren Systems zu ermitteln, als gescheitert betrachtet werden.

Bei der Definition des stationären Zustandes des inneren Systems wird die Bedingung gestellt, daß sich das äußere System nicht ändert. Nun kann man annehmen, daß das äußere System, das über einen längeren Zeitraum Δt_1 konstant war, sich über einen bestimmten Zeitraum Δt_2 langsam ändert und danach wieder über einen längeren Zeitraum Δt_3 konstant bleibt. Es lassen sich für die Zeiträume Δt_1 und Δt_3 zwei stationäre Zustände, S_1 und S_3 , des inneren Systems berechnen. Die beiden stationären Zustände müssen mit Hilfe

des Zeitmodells und des stationären Modells berechnet werden. Es ist einsichtig, daß dies ein aufwendiges Verfahren ist. Im folgenden wird der Versuch unternommen den stationären Zustand für Δt_3 bei dem äußeren System S_3 mit Hilfe des stationären Zustandes für Δt_1 bei dem äußeren System S_1 zu bestimmen, ohne das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems während Δt_3 bei S_3 zu studieren. Der stationäre Zustand für Δt_1 bei S_1 sei bekannt. Er wird als erste Näherung an die Lösung bei verändertem äußeren System S_3 im System (21) benutzt. Dieses Verfahren soll im folgenden als "Parametervariation" bezeichnet werden. Die Parametervariation wird für $h = 0.0115 \text{ KJ/ts}$, $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ und $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ durchgeführt.

a) Parametervariation bei $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$; mit Orographie

Es wird untersucht, ob und wie sich bei schrittweiser Änderung (in Schritten von $h = 0.002 \text{ KJ/ts}$) des äußeren Systems, der bei $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ erreichte stationäre Zustand des inneren Systems ändert. Dabei soll geprüft werden, ob sich ein neuer stationärer Zustand einstellt. Als erste Näherung an die Lösung wird jene stationäre Lösung benutzt, die unter 1) beschrieben wurde. Zunächst wird die thermische Zwangsfunktion h bis auf 0.0231 KJ/ts erhöht. Dabei stellt sich ein neuer stationärer Zustand des inneren Systems ein. Der Zirkulationstyp, eine wandernde Welle (2,4) und zwei stehende Wellen (1,2) und (2,4), bleibt erhalten. Auch bei Verminderung von h bis auf $h = 0.0157 \text{ KJ/ts}$ wird jedesmal ein stationärer Zustand erreicht und der Zirkulationstyp bleibt erhalten. Es ist nicht möglich eine andere Zirkulationsform als jene, die bei $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ vorhanden ist, zu erzeugen. Die Identifizierung der verschiedenen Zirkulationstypen ist eingangs zu diesem Kapitel beschrieben.

In Abb. (20) sind verschiedene Statistiken der Lösungen in Abhängigkeit von der thermischen Zwangsfunktion h darge-

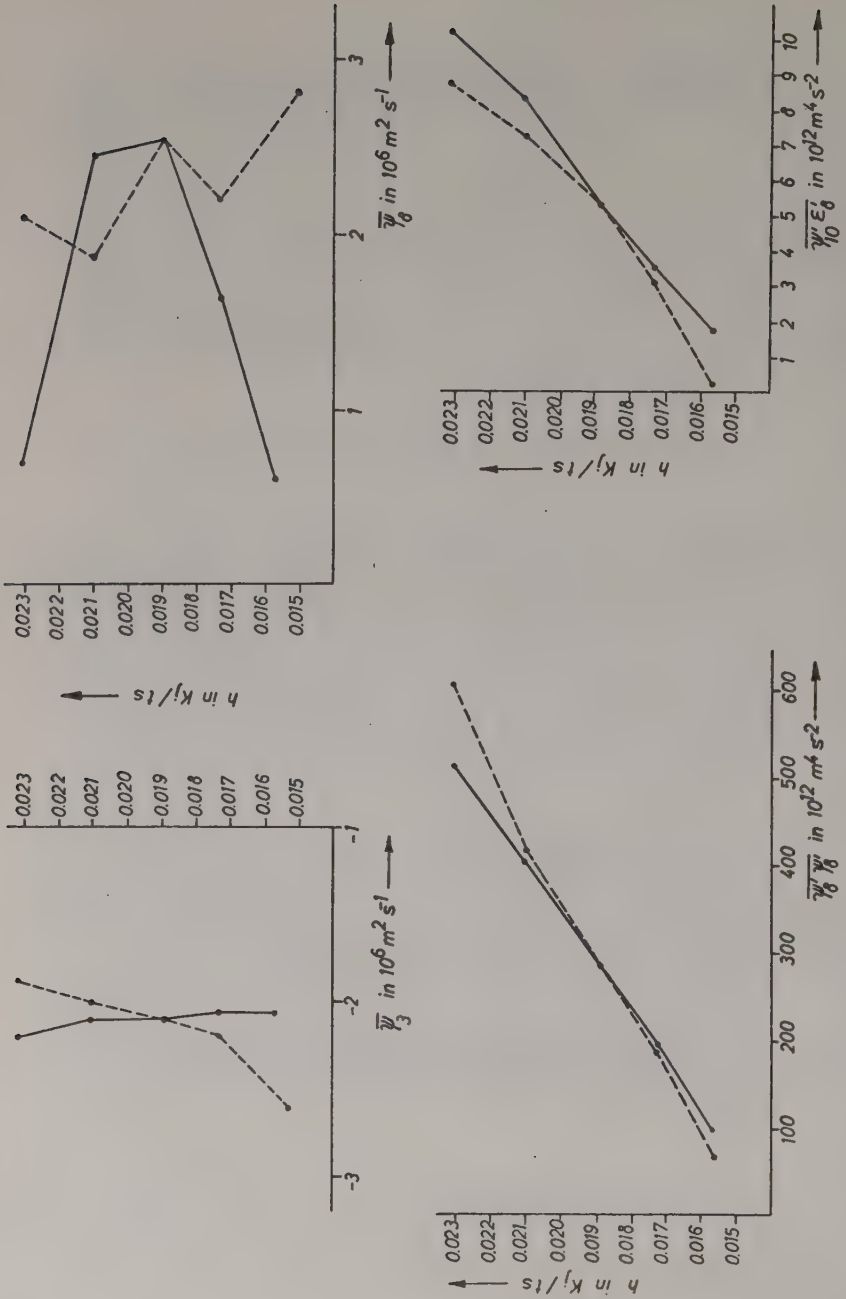


Abb. 20: Verschiedene statistische Größen in Abhängigkeit von h ; --- berechnet im Zeitmodell, — berechnet mit Hilfe der Parametervariation im stationären Modell; Orogaphie (1,2)

stellt. Die gestrichelten Kurven geben diese Abhängigkeit an, wie sie sich mit Hilfe des Zeitmodells berechnet. Die ausgezogenen Kurven zeigen verschiedene Statistiken, berechnet vermittels der Parametervariation im stationären Modell, in Abhängigkeit von der thermischen Zwangsfunktion h . Aus $\overline{\Psi}_3$ und $\overline{\Psi}_8$ wird die stehende Welle bestimmt. $\overline{\Psi}_8' \overline{\Psi}_8''$ ist eines der zweiten Momente aus denen sich die kinetische Energie berechnet; $\overline{\Psi}_8' \overline{\xi}_8'$ benötigt man neben anderen Größen zur Berechnung des meridionalen Wärmetransports. Je weiter man sich von der Lösung bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ entfernt, desto größer wird die Abweichung zwischen den Ergebnissen aus dem Zeitmodell und den Ergebnissen durch Parametervariation mit dem stationären Modell. Es ist erkennbar, in welchem geringen Variationsbereich des äußeren Systems das stationäre Modell bei Parametervariation eine Lösung angibt, die von der Lösung des Zeitmodells nur geringfügig abweicht. Dabei ist aber zu bedenken, daß für atmosphärische Maßstäbe eine Änderung von $h = 0.0231 \text{ Kj/ts}$ (entspricht $7,3 \text{ }^\circ\text{C}/1000 \text{ km}$) auf $h = 0.0157 \text{ Kj/ts}$ (entspricht $5 \text{ }^\circ\text{C}/1000 \text{ km}$) als eine bedeutende Änderung im zeitlichen Mittel anzusehen ist.

Mit Hilfe der Parametervariation kann also eine Lösung (ein stationärer Zustand des inneren Systems) berechnet werden, die nur wenig verschieden ist von der Lösung des Zeitmodells, sofern das äußere System sich nicht zu stark verändert. Die Parametervariation im stationären Modell bietet die Möglichkeit mit Hilfe eines bekannten stationären Zustandes bei einem vorgegebenen äußeren System einen neuen stationären Zustand bei einem anderen äußeren System zu berechnen, ohne das Verhalten des inneren Systems bei diesem anderen äußeren System zu untersuchen. Das äußere System darf dabei nicht zu großen Änderungen unterworfen sein.

b) Parametervariation bei $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$; mit Orographie

Als erste Näherung an die Lösung wird die unter 2) erreichte Lösung benutzt. Bei Erhöhung von h auf 0.0189 Kj/ts wird eine Lösung des stationären Systems erreicht. Auch bei Reduktion von h läßt sich eine Lösung berechnen. Der Zirkulationstyp, eine Hadley-Zirkulation, bleibt auch hier bei Variation von h erhalten. In Tab.(4) ist die Abhängigkeit der Amplitude der stehenden Welle (1,2) von der thermischen Zwangsfunktion h angegeben. Bei Erhöhung von h verstärkt sich die Amplitude der stehenden Welle.

h in Kj/ts	$\overline{\psi}$	$\overline{\xi}$
0.0189	12,09	12,83
0.0147	3,81	5,15
0.0136	2,33	4,00
0.0126	1,40	3,18
0.0115	0,92	2,64

Tab. 4: Amplituden der Stromfunktion in $10^6 \text{ m}^2/\text{s}$ der stehenden Welle (1,2): Orographie liegt auf (1,2); der Zirkulationstyp ist in allen Fällen eine Hadley-Zirkulation.

c) Parametervariation bei $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$; mit Orographie

Die dritten Momente werden vermittels der "Zwangsfunktionen" für die dritten Momente als Konstante vorgegeben, um eine Lösung zu berechnen. Die dritten Momente sind aber Größen, die auch über die Zwangsfunktionen vom äußeren System abhängen. Eine Parametervariation von h scheint für die unter 3) erhaltene Lösung nicht sinnvoll, da die "Zwangsfunktionen" (der dritten Momente) des stationären Zustandes, von dem aus h variiert

wird, nicht mitverändert werden. Dennoch soll untersucht werden, ob mit Hilfe der Parametervariation Lösungen berechnet werden können. Lassen sich Lösungen berechnen, so kann man studieren, wie stark diese Lösungen von den Lösungen des Zeitmodells abweichen. Wird nun eine Parametervariation durchgeführt, so werden neue Lösungen erzielt, aber mit den für das neue äußere System nicht mehr gültigen dritten Momenten. In Abb.(21) sind die Statistiken $\overline{\Psi}_3$, $\overline{\Psi}_8$, $\overline{\Psi}_8' \overline{\Psi}_8'$ und $\overline{\Psi}_8' \overline{\epsilon}_8'$ in Abhängigkeit von h dargestellt. Die gestrichelte Linie gibt die Abhängigkeit von h an, wie sie sich mit Hilfe des Zeitmodells berechnet. Die ausgezogene Linie stellt die Abhängigkeit von h dar, wie sie mit Hilfe der Parametervariation im stationären Modell bestimmt wird. Es ist ersichtlich, in welchem geringen Bereich eine Lösung erzielt wird, die nur wenig von der Lösung aus dem Zeitmodell abweicht.

Auch für die komplizierte nichtperiodische Zirkulation, bei der die dritten Momente eine wesentliche Rolle spielen, kann in einem schmalen Variationsbereich des äußeren Systems das stationäre Modell zur Parametervariation benutzt werden. Bei dieser komplizierten Zirkulationsart müssen neben den Statistiken, die den bekannten stationären Zustand beschreiben, auch die dritten Momente vorliegen, um Parametervariation durchzuführen. Alle für den stationären Ausgangszustand benötigten Statistiken werden mit Hilfe des Zeitmodells bestimmt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß zur Bestimmung des stationären Zustandes bei verändertem äußeren System nicht mehr die Berechnung des zeitlich veränderlichen Verhaltens des inneren Systems benötigt wird, sofern sich das äußere System nicht allzu stark ändert.

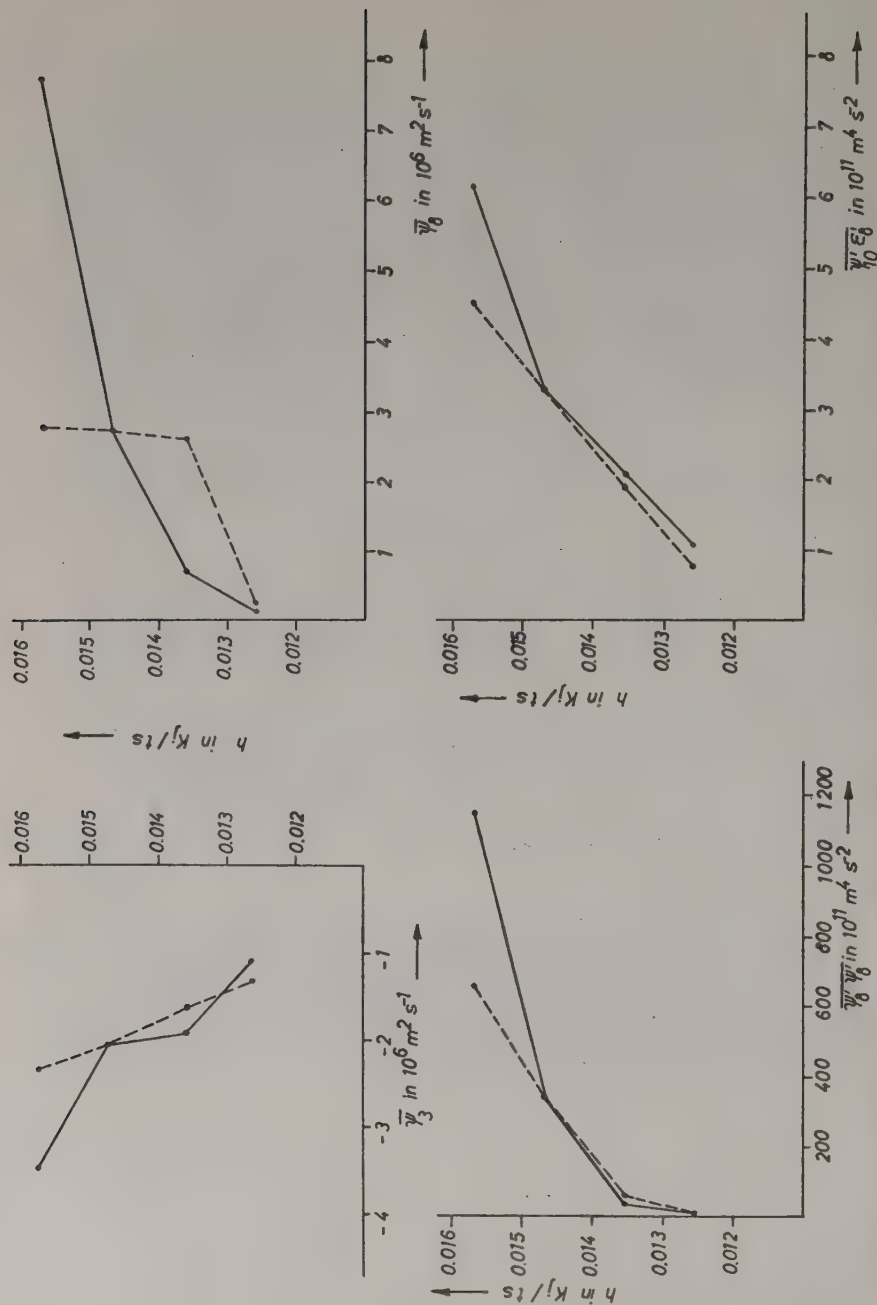


Abb. 21: Verschiedene statistische Größen in Abhängigkeit von h ; --- berechnet im Zeitmodell, — berechnet mit Hilfe der Parametervariation im stationären Modell: Orographie (1,2).

Aus den Ergebnissen von 1) bis 4) ist erkennbar, daß die dritten Momente bei verschiedenen Zirkulationsarten unterschiedliche Bedeutung besitzen. Diese Unterschiede sind mit dem stationären System (21) und dem Zeitmodell nur qualitativ zu erfassen, da das stationäre System nur die ersten und zweiten Momente beschreibt. Im nächsten Kapitel soll über die Untersuchung der Bedeutung der dritten Momente für die verschiedenen Zirkulationsmuster zusammenfassend berichtet werden.

V Die Bedeutung der dritten Momente bei den verschiedenen Zirkulationsmustern

Zur Schließung des Gleichungssystems (21) wurde die Annahme gemacht, daß die dritten Momente verschwinden sollen. In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie groß der Einfluß der dritten Momente ist und für welche Zirkulationssysteme obige Annahme als brauchbare Approximation anzusehen ist. Die Versuche mit dem stationären Modell mit Orographie ergaben drei unterscheidbare Zirkulationsbereiche in Abhängigkeit von der thermischen Zwangsfunktion. Zunächst bei schwacher thermischer Zwangsfunktion zeigte sich eine Hadley-Zirkulation, danach ein nichtperiodisches Regime, in dem Konvergenz nur bei Einbeziehung der dritten Momente erzielt wurde. Als letztes Gebiet jenes, wo eine wandernde Welle (2,4) beobachtet wurde. Hier ist Konvergenz mit und ohne dritte Momente möglich.

Insgesamt liegen drei vergleichbare Zustände des inneren Systems bei festem äußeren System vor, die auf verschiedenen Wegen bestimmt wurden:

- a) der zeitlich gemittelte Zustand aus dem Zeitmodell
- b) der stationäre Zustand aus dem stationären Modell ohne Berücksichtigung der dritten Momente
- c) der stationäre Zustand aus dem stationären Modell mit Berücksichtigung der dritten Momente, die im Zeitmodell bestimmt werden

Ein Vergleich dieser drei Zustände läßt Rückschlüsse auf die Bedeutung der dritten Momente zu.

In Abb. (22) ist als Vergleich zu Abb. (16) (ohne dritte Momente) für $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ die Lösung mit Berücksichtigung der dritten Momente dargestellt. Die Struktur bleibt erhalten, wenn sich auch die Details leicht verschieben. Auf der 250 mb Fläche verstärkt sich $\overline{\Phi^*}$ und auf der 750 mb Fläche verringert sich $\overline{\Phi^*}$. Auch der Wärmetransport ist verändert, wenn

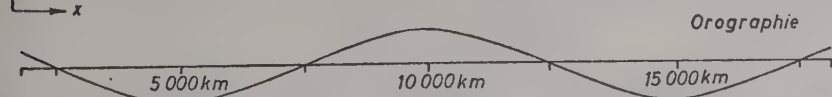
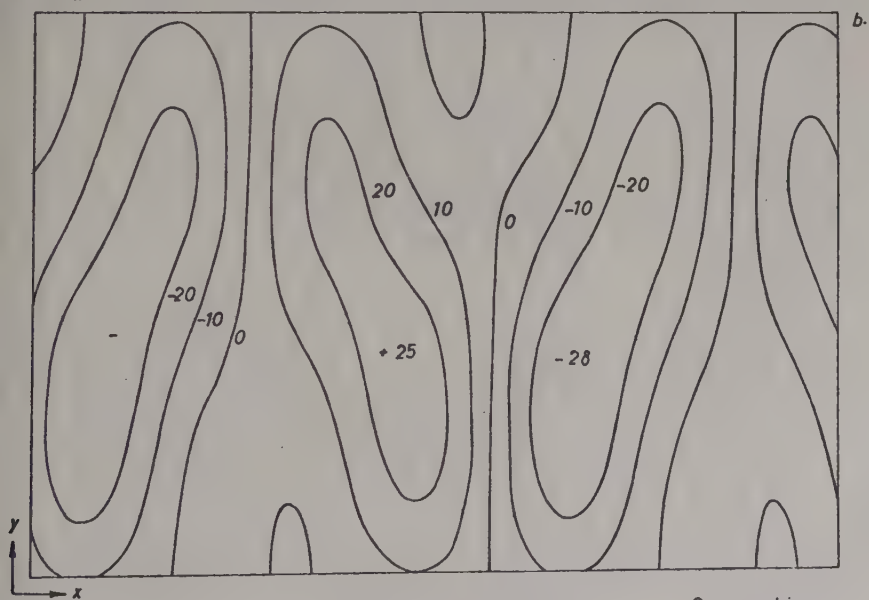
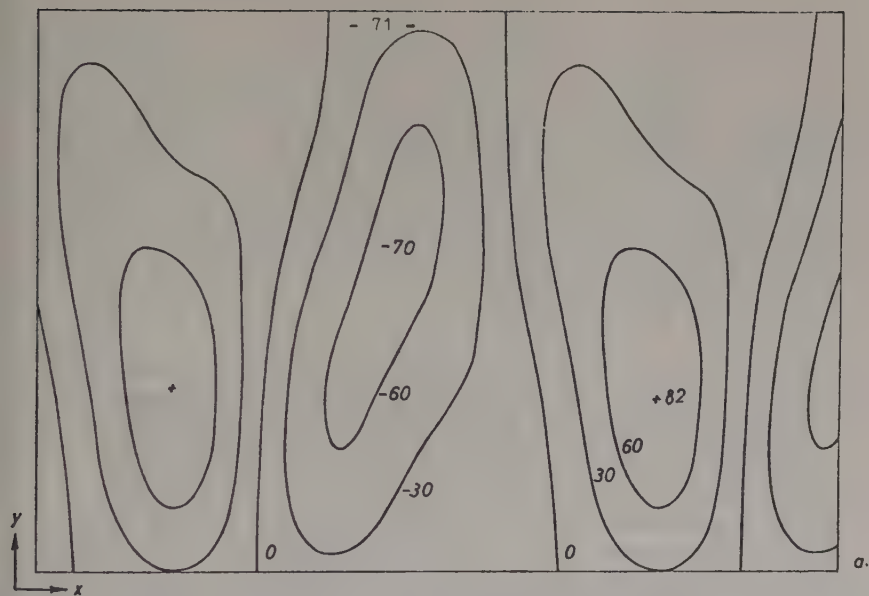


Abb.22: ϕ^* der 250 mb Fläche (a) und der 750 mb Fläche (b) in gpm bei $n = 0.0189 \text{ Kj/ts}$, Orographie (1,2) und Berücksichtigung der dritten Momente.

auch schwach (Abb.23). Im Vergleich zu den zeitlich gemittelten Ergebnissen des Zeitmodells (Abb.4,5) ergeben sich sehr schwache Abweichungen. Dies ist nicht verwunderlich, da die dritten Momente im Zeitmodell berechnet wurden und vermittels der "Zwangsfunktionen" (für die dritten Momente) im stationären Modell berücksichtigt wurden. Die Abweichungen sind vermutlich auf numerische Fehler zurückzuführen.

In Tab.(5) sind alle drei Lösungen verglichen. Die Unterschiede zwischen dem Ergebnis aus dem Zeitmodell und dem stationären Modell bei Berücksichtigung dritter Momente sind gering, während zum stationären Modell ohne Berücksichtigung dritter Momente Unterschiede erkennbar sind. Die Statistiken $\overline{\Psi}_8$, $\overline{\Psi}_{10}$, $\overline{\epsilon}_8$ und $\overline{\epsilon}_{10}$ weichen stark von einander ab. Die übrigen Statistiken stimmen recht gut überein. Dies alles weist darauf hin, daß die dritten Momente bei dieser Zirkulationsform (Rossby-Zirkulation) relativ geringe Bedeutung haben. Um diese Bedeutung zu untersuchen werden für bestimmte Gleichungen von System (21) (mit Berücksichtigung der dritten Momente) die verschiedenen Terme dieser Gleichungen für $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ in Tab.(6) verglichen. Dabei sind in Spalte 1 alle Terme zusammengefaßt, die die zweiten Momente linear enthalten, in Spalte 2 jene, die Produkte aus ersten und zweiten Momenten besitzen und schließlich in Spalte 3 alle Terme, in denen die dritten Momente eine Rolle spielen.

Für diesen Rossby-Fall ist die schwache Bedeutung der dritten Momente erkennbar. Als Vergleich dazu ist in Tab.(7) ein Beispiel aus dem irregulären Bereich bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ angegeben. Die dritten Momente sind für diese irreguläre Zirkulation von entscheidender Wichtigkeit. Als letztes noch in Tab.(8) ein typischer Vacillation-Fall ohne Orographie für $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$. Auch hier eine starke Bedeutung der dritten Momente. Zusammenfassend kann über die dritten Momente im vorliegenden Modell gesagt werden, daß sie bei der Hadley-Zirkulation verschwinden, in der Rossby-Zirkulation vorhanden aber schwach sind, bei Vacillation etwas stärker und bei nichtperiodischer Zirkulation von gleicher Größenordnung wie die zweiten Momente sind.

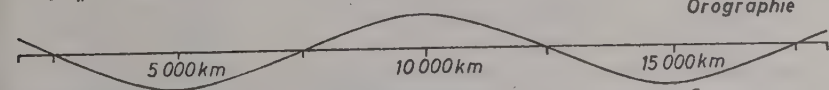
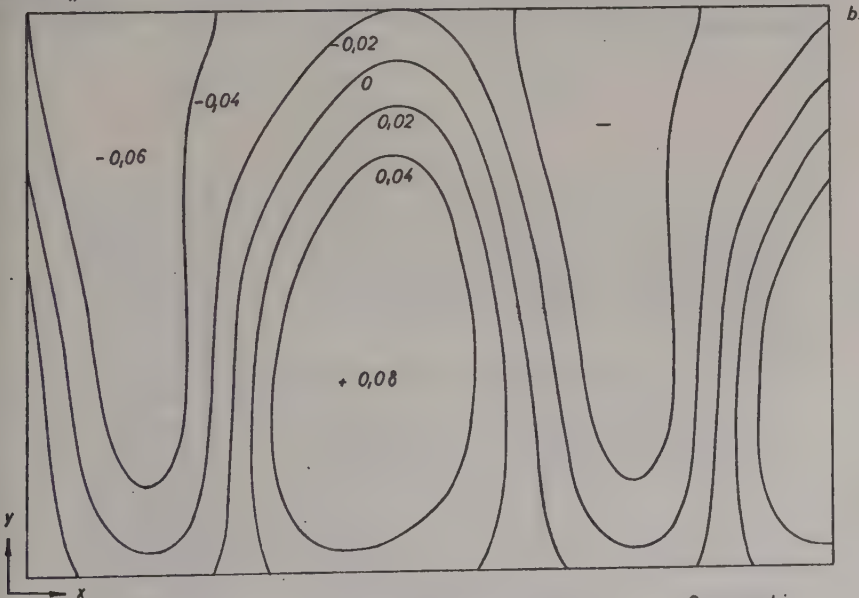
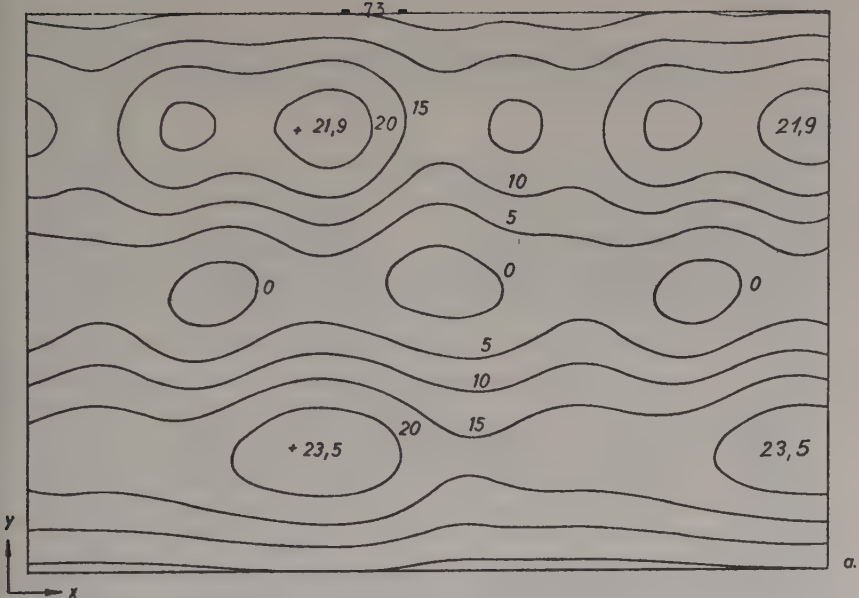


Abb. 23: Stationärer meridionaler Wärmetransport (a) in $^{\circ}\text{C m/s}$ und vertikale Bewegung in 500 mb (b) in cm/s bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$, Orographie (1,2) und Berücksichtigung der dritten Momente.

	A	B	C
ψ_1	5.966	5.956	5.956
ψ_3	-0.300	-0.300	-0.300
ψ_5	0.181	0.179	0.179
ψ_8	0.371	0.201	0.198
ψ_{10}	0.151	-0.127	-0.140
ξ_1	5.279	5.270	5.270
ξ_3	-0.468	-0.468	-0.469
ξ_5	0.484	0.479	0.479
ξ_8	0.129	0.063	0.062
ξ_{10}	0.037	-0.061	-0.066
$\psi_3 \psi_8$	6.093	6.114	6.116
$\psi_{10} \psi_8$	5.999	6.117	6.106
$\xi_5 \xi_8$	0.962	0.964	0.965
$\xi_{10} \xi_8$	0.946	0.962	0.960
$\psi_8 \xi_8$	0.380	2.387	2.388
$\psi_8 \xi_{10}$	-0.425	-0.439	-0.437
$\psi_{10} \xi_8$	0.459	0.449	0.451
$\psi_{10} \xi_{10}$	2.343	2.385	2.380

Tab. 5: Vergleich der Lösung des stationären Modells (A) mit der Lösung des stationären Modells bei Beachtung der dritten Momente (B) und mit der Lösung aus dem Zeitmodell (C). Es handelt sich um die wichtigsten ersten und zweiten Momente.

Die Orogographie ist auf (1,2) und h beträgt 0.0189 Kj/ta. Einheit der ersten Momente ist 10^{-8} s^{-1} und der zweiten Momente 10^{-16} s^{-2} .

	II	I x II	III
$\psi_2 \psi_2$	0.003	- 0.003	0.0
$\psi_4 \psi_4$	0.007	- 0.009	0.002
$\psi_6 \psi_6$	0.012	- 0.013	0.001
$\psi_8 \psi_8$	6.334	- 6.300	- 0.104
$\psi_{10} \psi_{10}$	6.948	- 7.049	0.101
$\xi_2 \xi_2$	0.002	0.000	- 0.002
$\xi_4 \xi_4$	0.000	0.000	0.000
$\xi_6 \xi_6$	0.000	0.000	0.000
$\xi_{18} \xi_{18}$	1.214	- 1.198	- 0.016
$\xi_{10} \xi_{10}$	1.236	- 1.253	0.017
$\psi_3 \psi_3$	0.006	- 0.006	0.0
$\psi_4 \psi_6$	- 0.014	0.014	0.0
$\psi_7 \psi_9$	0.005	- 0.005	0.0
$\psi_8 \psi_{10}$	- 0.005	0.029	- 0.025
$\xi_3 \xi_5$	0.0	0.0	0.0
$\xi_4 \xi_6$	0.0	0.0	0.0
$\xi_7 \xi_9$	0.0	0.0	0.0
$\xi_8 \xi_{10}$	0.0	0.0	0.0
$\psi_3 \xi_5$	- 0.007	0.007	0.0
$\psi_4 \xi_6$	- 0.018	0.019	- 0.001
$\psi_7 \xi_9$	- 0.007	0.007	0.0
$\psi_8 \xi_{10}$	-14.803	14.805	- 0.002
$\psi_5 \xi_3$	0.012	- 0.012	0.0
$\psi_6 \xi_4$	0.015	- 0.019	0.004
$\psi_9 \xi_7$	0.012	- 0.012	0.0
$\psi_{10} \xi_8$	14.848	-14.850	0.002

Tab. 6: Größenvergleich verschiedener Terme ausgesuchter Gleichungen aus dem zeitlich gemittelten Gleichungssystem (14) bis (16) bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ta}$ und Orogographie (1,2) (Rossby-Zirkulation); (II) alle Terme aufsummiert, die die zweiten Momente linear enthalten; (I x II) alle Terme aufsummiert, die Produkte aus ersten und zweiten Momenten besitzen, (III) alle Terme mit dritten Momenten; die Kennzeichnung in der ersten Spalte bedeutet: $\psi_i \psi_j$ symbolisiert die Gleichung $\frac{\partial^2 (\psi_i \psi_j)}{\partial t^2}$ von System (14) usw.

	II	I x II	III
ψ_2	1.626	0	-1.626
ψ_4	0.432	-1.310	0.877
ψ_6	0.348	-1.161	0.814
ψ_8	1.145	-0.635	-0.510
ψ_{10}	1.096	-0.548	-0.548
ε_2	0	0	0
ε_4	0.149	-0.381	0.232
ε_6	0.144	-0.365	0.222
ε_8	0.297	-0.115	-0.182
ε_{10}	0.295	-0.103	-0.140
ψ_4	-1.530	1.701	-0.171
ψ_8	-2.919	2.820	0.010
ψ_2			
ψ_4			
ψ_6			
ψ_8			
ψ_{10}			
ε_2			
ε_4			
ε_6			
ε_8			
ε_{10}			
ψ_3			
ψ_5			
ψ_7			
ψ_9			
ψ_{10}			
ε_3			
ε_5			
ε_7			
ε_9			
ε_{10}			
ψ_3			
ψ_5			
ψ_7			
ψ_9			
ψ_{10}			
ε_3			
ε_5			
ε_7			
ε_9			
ε_{10}			

Tab.7: Legende wie Tab.6; $h = 0.0147 \text{ K}_j/\text{ts}$ und Orographie (1,2) (nichtperiodische Zirkulation).

Tab.8: Legende wie Tab.6; $h = 0.0147 \text{ K}_j/\text{ts}$ und keine Orographie (Vacillation).

VI Energiebetrachtung

In den vorangegangenen Kapiteln wurde über Versuche mit dem Zeitmodell und dem stationären Modell berichtet. Es zeigten sich in Abhängigkeit von der Orographie und der thermischen Zwangsfunktion unterscheidbare Zirkulationsformen, wie Hadley-, Rossby-, Vacillation- und nichtperiodische Zirkulation. Zur Untersuchung der einzelnen Strömungsmuster folgt nun eine Energiebetrachtung für die einzelnen Zirkulationsformen.

1) Definitionen

In Kapitel I ist mit Gleichung (19) eine Gleichung für zeitlich und über den Kanal gemittelte Produktgrößen, die in (14 bis 16) auftreten, angegeben. Die Größe $\overline{[\hat{\psi}\hat{\psi}]}$ ergibt sich somit zu

$$\overline{[\hat{\psi}\hat{\psi}]} = \overline{[\hat{\bar{\psi}}\hat{\bar{\psi}}]} + \overline{[\hat{\psi'}\hat{\psi'}]} + \overline{[\hat{\bar{\psi}}^*\hat{\bar{\psi}}^*]} + \overline{[\hat{\psi'^*}\hat{\psi'^*}]}$$

In spektraler Darstellung hat sie folgende Gestalt:

$$\begin{aligned} \sum_{m,n=1}^{10} \overline{\psi_m \psi_n} &= \sum_{m,n=1}^2 (\overline{\bar{\psi}_m \bar{\psi}_n} + \overline{\bar{\psi}'_m \bar{\psi}'_n}) + \sum_{m,n=3}^{10} \overline{\bar{\psi}_m \bar{\psi}_n} + \\ &+ \sum_{m,n=3}^{10} \overline{\bar{\psi}'_m \bar{\psi}'_n} \end{aligned}$$

Die ersten beiden Terme repräsentieren den Anteil für den der Grundstrom verantwortlich ist, $m,n=1,2$, der dritte Term den stationären Anteil $m,n = 3...10$ und endlich der vierte Term den transienten Anteil $m,n = 3...10$. Ähnliches gilt für die dritten Momente.

2) Die Energiegleichungen

Die Gesamtenergie des inneren Systems besteht aus der Summe von kinetischer und verfügbarer potentieller Energie. Die kinetische und die verfügbare potentielle Energie (K und P) pro Masseneinheit lassen sich in einen Zonal- und Störungsanteil aufspalten

$$K = KZ + KE$$

$$P = PZ + PE$$

Dabei sind KZ bzw. PZ der Zonalanteil der kinetischen bzw. der verfügbaren potentiellen Energie und KE bzw. PE der Störungsanteil der kinetischen bzw. der verfügbaren potentiellen Energie. Weiters lassen sich die Störungsanteile beider Energieformen in einen transienten und einen stationären Anteil unterteilen

$$KE = KT + KS$$

$$PE = PT + PS$$

KT bzw. PT sind die transienten Anteile der kinetischen bzw. der verfügbaren potentiellen Störungsenergie und KS bzw. PS sind die stationären Anteile der kinetischen bzw. der verfügbaren potentiellen Störungsenergie. In den vorliegenden spektralen Modellen zu berechnen durch:

$$\left. \begin{aligned} KZ &= \frac{L_x L_y}{2} \sum_{n=1}^2 a_n^2 (\bar{\psi}_n^2 + \bar{\epsilon}_n^2 + \overline{\psi'_n \psi'_n} + \overline{\epsilon'_n \epsilon'_n}) \\ KS &= \frac{L_x L_y}{2} \sum_{n=3}^{10} a_n^2 (\bar{\psi}_n^2 + \bar{\epsilon}_n^2) \\ KT &= \frac{L_x L_y}{2} \sum_{n=3}^{10} a_n^2 (\overline{\psi'_n \psi'_n} + \overline{\epsilon'_n \epsilon'_n}) \end{aligned} \right\} (23)$$

$$\begin{aligned}
 PZ &= (L_x L_y)^2 \frac{\lambda^2}{2} \sum_{n=1}^2 (\bar{\varepsilon}_n^2 + \overline{\varepsilon'_n \varepsilon'_n}) \\
 PS &= (L_x L_y)^2 \frac{\lambda^2}{2} \sum_{n=3}^{10} \bar{\varepsilon}_n^2 \\
 PT &= (L_x L_y)^2 \frac{\lambda^2}{2} \sum_{n=3}^{10} \overline{\varepsilon'_n \varepsilon'_n}
 \end{aligned}
 \quad \left. \vphantom{\begin{aligned} PZ \\ PS \\ PT \end{aligned}} \right\} (23)$$

KZ, KS, KT, PZ, PS und PT können spektral aufgelöst werden. Das geschieht derart, daß die Energieanteile der einzelnen Wellen betrachtet werden.

$$KZ(1,0) = \frac{L_x L_y}{2} \alpha_1^2 (\bar{\psi}_1^2 + \bar{\varepsilon}_1^2 + \overline{\psi'_1 \psi'_1} + \overline{\varepsilon'_1 \varepsilon'_1})$$

$$KZ(2,0) = \frac{L_x L_y}{2} \alpha_2^2 (\bar{\psi}_2^2 + \bar{\varepsilon}_2^2 + \overline{\psi'_2 \psi'_2} + \overline{\varepsilon'_2 \varepsilon'_2})$$

$$KS(1,2) = \frac{L_x L_y}{2} \left[\alpha_3^2 (\bar{\psi}_3^2 + \bar{\varepsilon}_3^2) + \alpha_7^2 (\bar{\psi}_7^2 + \bar{\varepsilon}_7^2) \right]$$

u. s. w.

Entsprechendes gilt für KT sowie für PZ, PS und PT. K läßt sich somit darstellen als:

$$\begin{aligned}
 K &= KZ(1,0) + KZ(2,0) + KS(1,2) + KS(2,2) + KS(1,4) + KS(2,4) \\
 &\quad + KT(1,2) + KT(2,2) + KT(1,4) + KT(2,4)
 \end{aligned}$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite sind die spektralen Anteile der zonalen kinetischen Energie, die nächsten vier Terme sind die spektralen Anteile der kinetischen Störungsenergie aufgrund der stehenden Wellen und die letzten vier Terme sind die spektralen Anteile der kinetischen Störungsenergie aufgrund der wandernden Wellen. Aus (7) und (8) lassen sich

leicht die Energiegleichungen ableiten (s.a. Quinet 1973, Phillips 1956). Das zeitliche Mittel der zeitlichen Änderung der potentiellen Energie (PZ) läßt sich berechnen gemäß:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial}{\partial t} PZ = & -\lambda^2 (L_x L_y)^2 \sum_{n=1}^2 \sum_{j,q=1}^{10} \bar{\epsilon}_n \overline{\psi_j' \epsilon_q'} c_{njq} \\
 & -\lambda^2 (L_x L_y)^2 \sum_{n=1}^2 \sum_{j,q=1}^{10} \bar{\epsilon}_n \bar{\psi}_j \bar{\epsilon}_q c_{njq} \\
 & + \frac{f_0}{2P_2} (L_x L_y)^2 \sum_{n=1}^2 (\bar{\epsilon}_n \bar{\omega}_n + \overline{\epsilon_n' \omega_n'}) \\
 & + \frac{R}{c_p \epsilon_0} \frac{h}{2} \lambda^2 \sum_{n=1}^2 \delta_{1n} \bar{\epsilon}_n - \lambda^2 \frac{\alpha}{c_p} \sum_{n=1}^2 (\bar{\epsilon}_n^2 + \overline{\epsilon_n' \epsilon_n'}) = 0
 \end{aligned} \tag{24}$$

ω_n wird durch die spektrale Form der thermodynamischen Gleichung (3) ausgedrückt. Im folgenden sei der Energieübergang von der Energieform a nach der Energieform b durch das Symbol $C(a,b)$ beschrieben. Der erste Term auf der rechten Seite von (24) gibt $C(PZ,PT)$ an, der zweite steht für $C(PZ,PS)$, der dritte für $C(PZ,KZ)$ und die letzten beiden für GZ. Dabei ist unter GZ die Produktionsrate von zonaler verfügbarer potentieller Energie zu verstehen. Also

$$\frac{\partial}{\partial t} PZ = - C(PZ,PT) - C(PZ,PS) - C(PZ,KZ) + GZ = 0$$

Die zeitlich gemittelte Tendenz des transienten Anteils der verfügbaren potentiellen Störungsenergie ist zu berechnen durch:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial}{\partial t} PT} = & -\lambda^2 (L_x L_y)^2 \sum_{m,j=3}^{10} \sum_{q=1}^{10} \overline{\varepsilon}_q \overline{\psi_j' \varepsilon_m'} c_{mj q} \\ & + \frac{f_0}{2P_2} (L_x L_y)^2 \sum_{m=3}^{10} \overline{\varepsilon_m'} \overline{\omega_m'} \\ & - \lambda^2 \frac{\alpha}{\bar{c}_p} \sum_{m=3}^{10} \overline{\varepsilon_m'} \overline{\varepsilon_m'} = 0 \end{aligned} \quad (25)$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt C(PZ,PT) an, der zweite steht für C(PT,KT) und der letzte für GT. Dabei ist unter GT die Produktionsrate von transienter verfügbarer potentieller Störungsenergie zu verstehen. Also

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} PT} = C(PZ,PT) - C(PT,KT) + GT = 0$$

Die zeitlich gemittelte Tendenz des stationären Anteils der verfügbaren potentiellen Störungsenergie läßt sich berechnen gemäß:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial}{\partial t} PS} = & -\lambda^2 (L_x L_y)^2 \sum_{m=3}^{10} \sum_{j,q=1}^{10} \overline{\varepsilon}_m \overline{\psi_j} \overline{\varepsilon}_q c_{mj q} \\ & + \frac{f_0}{2P_2} (L_x L_y)^2 \sum_{m=3}^{10} \overline{\varepsilon}_m \overline{\omega_m} \\ & - \lambda^2 \frac{\alpha}{\bar{c}_p} \sum_{m=3}^{10} \overline{\varepsilon}_m \overline{\varepsilon}_m = 0 \end{aligned} \quad (26)$$

Der erste Term auf der rechten Seite gibt C(PZ,PS) an, der zweite C(PS,KS) und der letzte GS. Dabei ist unter GS die Produktionsrate von stationärer verfügbarer potentieller Störungsenergie zu verstehen. Also

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t} PS} = C(PZ,PS) - C(PS,KS) + GS = 0$$

Für die zeitlich gemittelte Tendenz der kinetischen Energie der Grundströmung gilt:

$$\begin{aligned}
 \overline{\frac{\partial}{\partial t} KZ} = & - \frac{L_x L_y}{2} \sum_{m=1}^2 \sum_{j < q=1}^{10} (a_j^2 - a_q^2) c_{mj q} \\
 & (\overline{\psi_m} \overline{\psi_j'} \overline{\psi_q'} + \overline{\psi_m} \overline{\varepsilon_j'} \overline{\varepsilon_q'}) \\
 & - \frac{L_x L_y}{2} \sum_{m=1}^2 \sum_{j < q=1}^{10} (a_j^2 - a_q^2) c_{mj q} (\overline{\psi_m} \overline{\psi_j'} \overline{\psi_q} \\
 & + \overline{\psi_m} \overline{\varepsilon_j} \overline{\varepsilon_q}) \\
 & - \frac{f_0}{2P_2} (L_x L_y)^2 \sum_{m=1}^2 (\overline{\varepsilon_m} \overline{\omega_m} + \overline{\varepsilon_m'} \overline{\omega_m'}) \\
 & - \frac{k_i}{2} (L_x L_y) \sum_{m=1}^2 a_m^2 (\overline{\varepsilon_m} \overline{\varepsilon_m} + \overline{\varepsilon_m'} \overline{\varepsilon_m'}) \quad (27) \\
 & - \frac{A}{2} \sum_{m=1}^2 a_m^4 (\overline{\psi_m} \overline{\psi_m} + \overline{\psi_m'} \overline{\psi_m'} + \overline{\varepsilon_m} \overline{\varepsilon_m} + \overline{\varepsilon_m'} \overline{\varepsilon_m'}) \\
 & - \frac{k}{4} L_x L_y \sum_{m=1}^2 a_m^2 (2 \overline{\psi_m} \overline{\psi_m} + 2 \overline{\psi_m'} \overline{\psi_m'} - \overline{\psi_m} \overline{\varepsilon_m} \\
 & - \overline{\psi_m'} \overline{\varepsilon_m'} + 2 \overline{\varepsilon_m} \overline{\varepsilon_m} + 2 \overline{\varepsilon_m'} \overline{\varepsilon_m'}) \\
 & - \frac{f_0}{8P_2} L_x L_y \sum_{m=1}^2 \sum_{j, q=1}^{10} (\overline{\psi_m} \overline{\psi_j} - \overline{\psi_j} \overline{\varepsilon_m} - \overline{\varepsilon_j} \overline{\psi_m} \\
 & + \overline{\varepsilon_m} \overline{\varepsilon_j}) P_q c_{mj q} \\
 & - \frac{f_0}{8P_2} L_x L_y \sum_{m=1}^2 \sum_{j, q=1}^{10} (\overline{\psi_m'} \overline{\psi_j'} - \overline{\psi_j'} \overline{\varepsilon_m'} - \overline{\varepsilon_m'} \overline{\psi_j'} \\
 & + \overline{\varepsilon_m'} \overline{\varepsilon_j'}) P_q c_{mj q} = 0
 \end{aligned}$$

Der erste Term gibt C(KZ,KT) an, der zweite steht für C(KZ,KS), der dritte für C(PZ,KZ), die nächsten drei stehen für DZ, der vorletzte für CB(KZ,KS) und der letzte für CB(KZ,KT). Unter DZ ist der Verlust an zonaler kinetischer Energie aufgrund von Reibung zu verstehen. Das Zeichen CB(a,b) symbolisiert einen Energieübergang von der Energieform a zu der Energieform b aufgrund der unteren Randbedingung, welche zur Einführung der Orographie benutzt wird.

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial}{\partial t} KZ} &= - C(KZ,KT) - C(KZ,KS) + C(PZ,KZ) - DZ - CB(KZ,KS) \\ &\quad - CB(KZ,KT) = 0 \end{aligned}$$

Für die zeitlich gemittelte Tendenz des stationären Anteils der kinetischen Störungsenergie gilt:

$$\begin{aligned} \overline{\frac{\partial}{\partial t} KS} &= - \frac{L_x L_y}{2} \sum_{m=3}^{10} \sum_{j < q=1}^{10} (\alpha_j^2 - \alpha_q^2) c_{mj q} (\bar{\psi}_m \bar{\psi}_j \bar{\psi}_q \\ &\quad + \bar{\psi}_m \bar{\epsilon}_j \bar{\epsilon}_q) \\ &\quad - \frac{f_0}{2P_2} (L_x L_y)^2 \sum_{m=3}^{10} \bar{\epsilon}_m \bar{\omega}_m \\ &\quad - \sum_{m=3}^{10} \left\{ \frac{A}{2} \alpha_m^4 (\bar{\psi}_m^2 + \bar{\epsilon}_m^2) + \frac{k_i}{2} L_x L_y \alpha_m^2 \bar{\epsilon}_m^2 \right. \\ &\quad \left. + \frac{k}{4} L_x L_y \alpha_m^2 (2 \bar{\epsilon}_m^2 + 2 \bar{\psi}_m^2 - \bar{\psi}_m \bar{\epsilon}_m) \right\} \\ &\quad - \frac{f_0}{8P_2} L_x L_y \sum_{m=3}^{10} \sum_{j=1}^2 \sum_{q=1}^{10} (\bar{\psi}_m \bar{\psi}_j - \bar{\psi}_j \bar{\epsilon}_m \\ &\quad - \bar{\epsilon}_j \bar{\psi}_m + \bar{\epsilon}_m \bar{\epsilon}_j) P_q c_{mj q} \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned}
 & - \frac{f_0}{8P_2} L_x L_y \sum_{m=3}^{10} \sum_{j,q=3}^{10} (\overline{\psi_m} \overline{\psi_j} - \overline{\psi_j} \overline{\epsilon_m} \\
 & \quad - \overline{\epsilon_j} \overline{\psi_m} + \overline{\epsilon_m} \overline{\epsilon_j}) P_q C_{mj} q \\
 & \quad = 0
 \end{aligned} \tag{28}$$

Der erste Term auf der rechten Seite steht für C(KZ,KS), der zweite für C(PS,KS), der dritte für DS, der vierte für CB(KZ,KS) und der letzte für CB(KS,KT). Unter DS ist der Verlust an stationärer kinetischer Störungsenergie aufgrund von Reibung zu verstehen. Also

$$\overline{\frac{\partial}{\partial t}} KS = C(KZ,KS) + C(PS,KS) - DS + CB(KZ,KS) - CB(KS,KT) = 0$$

Für die zeitlich gemittelte Tendenz des transienten Anteils der kinetischen Störungsenergie gilt:

$$\begin{aligned}
 \overline{\frac{\partial}{\partial t} KT} = & - \frac{L_x L_y}{2} \sum_{m=3}^{10} \sum_{j,q=1}^{10} (a_j^2 - a_q^2) C_{mj} q (\overline{\psi_m} \overline{\psi_j'} \overline{\psi_q'} \\
 & \quad + \overline{\psi_m} \overline{\epsilon_j'} \overline{\epsilon_q'}) \\
 & - \frac{f_0}{2P_2} (L_x L_y)^2 \sum_{m=3}^{10} \overline{\epsilon_m'} \overline{\omega_m'} \\
 & - \sum_{m=3}^{10} \left\{ \frac{A}{2} a_m^4 (\overline{\psi_m'} \overline{\psi_m'} + \overline{\epsilon_m'} \overline{\epsilon_m'}) + \frac{k_i}{2} L_x L_y a_m^2 \right. \\
 & \quad \overline{\epsilon_m'} \overline{\epsilon_m'} + \frac{k}{4} L_x L_y a_m^2 (2 \overline{\epsilon_m'} \overline{\epsilon_m'} + 2 \overline{\psi_m'} \overline{\psi_m'} \\
 & \quad \left. - \overline{\psi_m'} \overline{\epsilon_m'}) \right\} \\
 & - \frac{f_0}{8P_2} L_x L_y \sum_{m=3}^{10} \sum_{j=1}^2 \sum_{q=1}^{10} (\overline{\psi_m'} \overline{\psi_j'} - \overline{\psi_j'} \overline{\epsilon_m'} \\
 & \quad - \overline{\epsilon_j'} \overline{\psi_m'} + \overline{\epsilon_m'} \overline{\epsilon_j'}) P_q C_{mj} q
 \end{aligned} \tag{29}$$

$$-\frac{f_0}{8P_2} L_x L_y \sum_{m=3}^{10} \sum_{j,q=3}^{10} (\overline{\psi'_m \psi'_j} - \overline{\psi'_j \varepsilon'_m} - \overline{\varepsilon'_j \psi'_m} + \overline{\varepsilon'_m \varepsilon'_j}) P_{qcmjq} = 0 \quad (29)$$

Der erste Term auf der rechten Seite steht für C(KZ,KT), der zweite für C(PT,KT), der dritte für DT, der vierte für CB(KZ,KT) und der letzte für CB(KS,KT). Unter DT ist der Verlust an transients kinetischer Störungsenergie zu verstehen. Also

$$\frac{\partial}{\partial t} KT = C(KZ,KT) + C(PT,KT) - DT + CB(KZ,KT) + CB(KS,KT) = 0$$

Die Gleichungen (23) bis (29) bilden den Gleichungssatz mit dem die Energiezyklen berechnet werden.

3) Energieübergänge bei verschiedenen äußeren Systemen

Für verschiedene thermische Zwangsfunktionen ($h = 0.0115$ Kj/ts, $h = 0.0147$ Kj/ts und $h = 0.0189$ Kj/ts) sollen an dieser Stelle die Energiezyklen der stationären Zustände mit und ohne Orographie beschrieben werden. Da nur geringe Unterschiede zwischen den mit Hilfe des Zeitmodells bestimmten Mittelwerten und den mit Hilfe des stationären Modells berechneten Mittelwerten bestehen, werden die Ergebnisse aus dem stationären Modell benutzt.

Der spektrale Energieaustausch für das stationäre Modell ist in Abb.(24) schematisch dargestellt. Die Symbole C(a,b) bedeuten auch hier Energieübergang von Energieform a nach Energieform b; entsprechend gilt, daß CB(a,b) Energieübergang bedeutet von Energieform a nach Energieform b aufgrund der unteren Randbedingung, wie sie in vorliegendem Modell bei Orographie angenommen wurde.

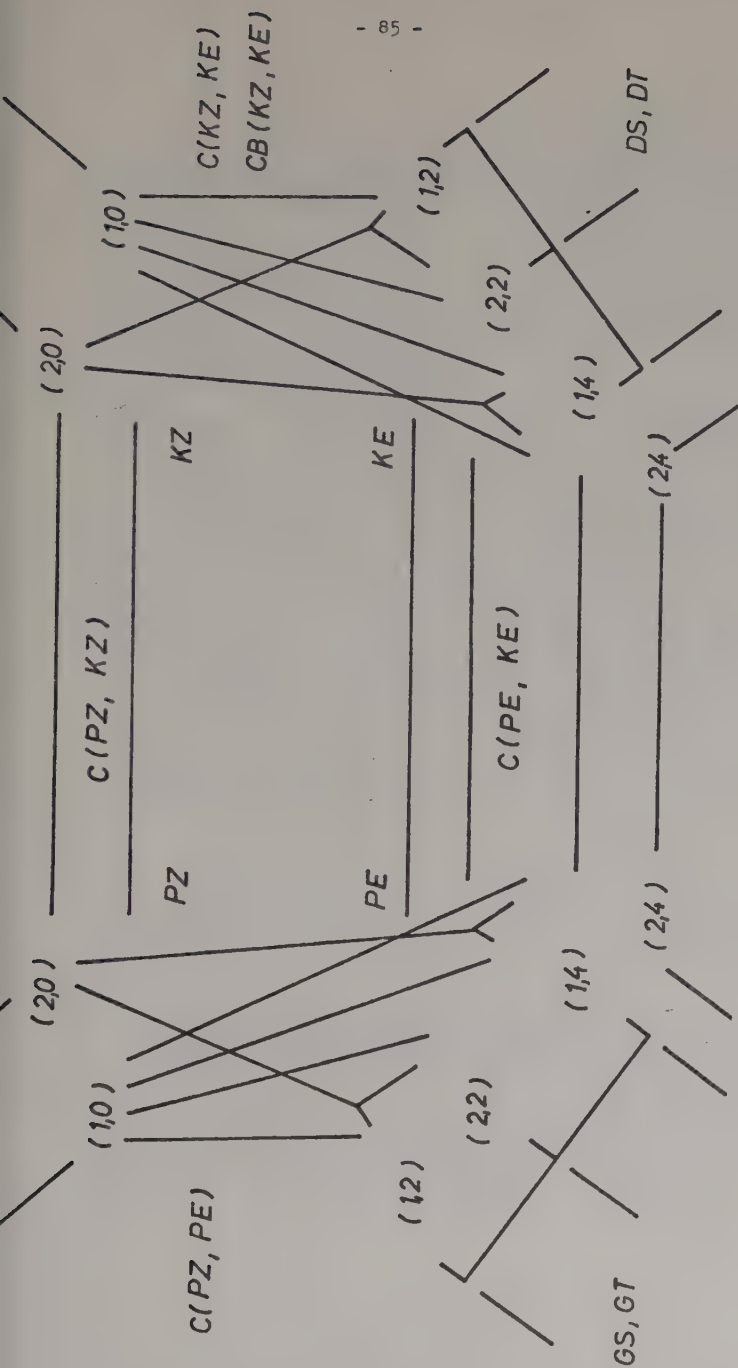


Abb. 24: Schematische Darstellung des spektralen Energiezyklus für das stationäre Modell $C(a, b)$ bedeutet Energieübergang von Energieform a nach Energieform b. $CB(a, b)$ bedeutet Energieübergang von Energieform a nach Energieform b aufgrund der zur Einführung der Orographie benötigten unteren Randbedingung. (m, n) : die erste Zahl gibt die Wellenzahl in y-Richtung an, die zweite Zahl gibt die Wellenzahl in x-Richtung an.

Die Energieübergänge GZ, GS, GT sind Übergänge, die Energieaustausch zwischen dem inneren und äußeren System des Modells zulassen. Für die Energieübergänge von den zonalen Energien (PZ und KZ) zu den Störungsenergien (PE und KE) gilt folgendes:

- 1) Energieübergang kann vom (1,0) Anteil zu jedem Störungsanteil einzeln stattfinden. Die Ursache ist in den c_{njq} zu suchen; sie regeln, ob Übergang stattfindet oder nicht. Die c_{njq} , die nicht verschwinden, haben für diesen Fall die Indexkombinationen 1,3,7 - 1,4,8 - 1,5,9 - 1,6,10. Die Indizes 3 und 7 kennzeichnen (1,2), 4 und 8 (1,4), 5 und 9 (2,2), 6 und 10 (2,4); desgleichen wird (1,0) durch 1 und (2,0) durch 2 beschrieben.
- 2) Für den Energieübergang von (2,0) zu den Störungsenergieanteilen gilt, daß der Übergang von (2,0) nach (1,2)(2,2) nur pauschal berechnet werden kann, ohne (1,2) von (2,2) unterscheiden zu können. Das Gleiche gilt für den Übergang (2,0) nach (1,4)(2,4). Die Indexkombinationen der nichtverschwindenden c_{njq} sind hier 2,3,9 - 2,4,10 - 2,5,7 - 2,6,8.
- 3) Als letztes gibt es noch "direkte Übergänge" zwischen (1,2),(2,2) und (1,4) für PE und KE. Die nichtverschwindenden c_{njq} haben hier die Indexkombinationen 3,4,9 - 3,8,5 - 4,5,7 - 7,8,9.

Für die Übergänge von PZ nach KZ und PE nach KE gilt, daß Übergänge nur zwischen gleichen spektralen Anteilen stattfinden können.

Bei Anwesenheit von Orographie werden im inneren System stehende Wellen erzeugt. Aufgrund dieser stehenden Wellen finden Energieübergänge statt. Das hat zur Folge, daß alle Energieübergänge, die von oder nach PE oder KE stattfinden können, in zwei Teilübergänge zerfallen, einer für den stationären Anteil, der andere für den transienten Anteil.

a) Energiezyklen ohne Orographie bei verschiedenen thermischen Zwangsfunktionen

Zunächst werden Energiezyklen berechnet bei verschiedenen thermischen Zwangsfunktionen. Im äußeren System ist dabei keine Orographie vorhanden. Diese Energiezyklen lassen sich dann vergleichen mit den Energiezyklen, bei denen Orographie im äußeren System vorhanden ist.

In Abb.(25c) ist der Energiezyklus einer Hadley-Zirkulation gezeigt. In Abb.(25a) ist der Energiezyklus einer Vacillation-Zirkulation dargestellt und aus Abb.(25b) ist der Energiezyklus einer Rossby-Zirkulation zu ersehen. Deutlicher Unterschied zwischen Rossby- und Vacillation-Zirkulation ist der schwache (starke) Betrag von $C(PZ,PE)$ gegenüber $C(PZ,KZ)$ im Vacillations-Fall (Rossby-Fall). Die Ergebnisse vom Vacillation-Fall sind vergleichbar mit jenen von Quinet (1974) und für den Rossby-Fall mit jenen von Trumbower (1972). Eine Diskussion und Erläuterung für den Energiezyklus ohne Orographie im äußeren System ist bei diesen Autoren nachzulesen.

b) Energiezyklus bei $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$; Orographie (1,2)

In Abb.(26) ist der Energiezyklus bei $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$ dargestellt. Da es sich um einen Hadley-Fall mit Orographie handelt, sind die Übergänge zwischen PZ, PS, KS und KZ ungleich Null. Wäre Orographie nicht vorhanden, so wären diese Übergänge identisch Null (Abb.25c). Die zur Einführung der Orographie am Boden angesetzte Vertikalbewegung als untere Randbedingung erzwingt eine Ablenkung und Abbremsung des Zonalstromes; d.h. zonale kinetische Energie geht in kinetische Energie der stationären Störung über und damit ist $CB(KZ,KS)$ ungleich Null. Aufgrund der nun entstandenen stehenden Welle findet ein Wärmetransport statt. Dieser Wärmetransport reduziert den meridionalen Gradienten der Temperatur.

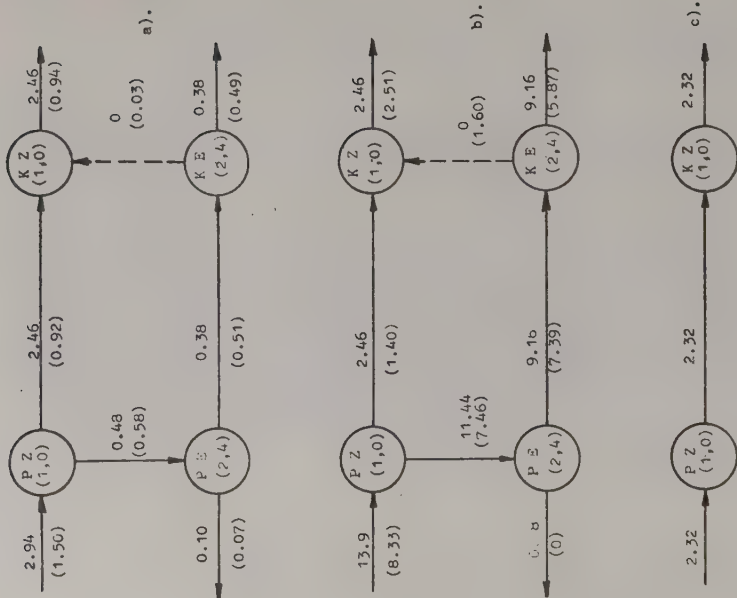


Abb. 25: Energiezyklus bei $h = 0.0147$ kJ/ta (a) $h = 0.0189$ kJ/ta (b) und $h = 0.0115$ kJ/ta (c) ohne Orogaphie. (a) Facilitation, (b) Rossby-Zirkulation und (c) Hadley-Zirkulation. Werte in Klammern bei (a) von Quinet (1974) und bei (b) von Irwin (1972). Einheit 10 kJ/ta.

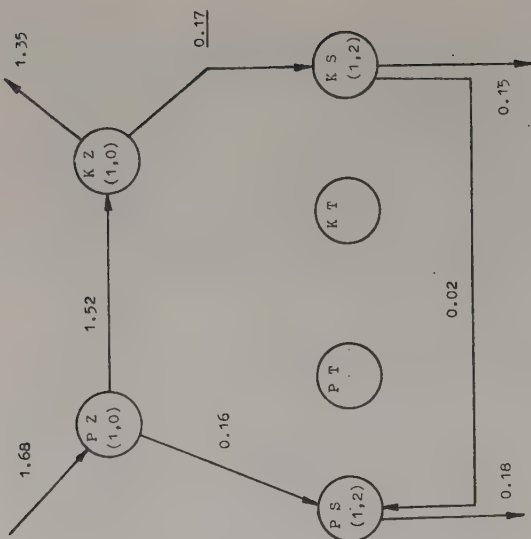


Abb. 26: Energiezyklus bei $h = 0.0115$ kJ/ta mit Orogaphie (1,2) (Hadley-Zirkulation). Einheit 10 kJ/ta. (a) erste Zahl Wellenzahl in y-Richtung an, zweite Zahl Wellenzahl in x-Richtung an. Unterstrichene Werte kennzeichnen "CB" Übergänge.

Der Wärmetransport zeigt sich im Übergang $C(PZ, PS)$. Dieser Übergang wird vermittelt dem Produkt $[\hat{\omega}^* \hat{\tau}^*]$ gesteuert. $\hat{\omega}^*$ und $\hat{\tau}^*$ besitzen, wie aus Abb. (13,14) ersichtlich ist, zumeist das gleiche Vorzeichen. Daraus folgt, daß $[\hat{\omega}^* \hat{\tau}^*] > 0$ und damit $C(KS, PS) > 0$.

c) Energiezyklus bei $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$; Orographie (1,2)

Aus Abb. (27) ist der Energiezyklus bei $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ zu ersehen. Es ist ein Fall, in dem im Zeitverlauf neben einer kräftigen stehenden Welle (1,2) eine wandernde Welle (2,4) vorhanden ist. Deshalb sind die Übergänge, die dem Betrag nach am stärksten sind, von und zum Störungsanteil (1,2) und (2,4) zu finden. Der Übergang von oder nach (1,2) findet aufgrund der stehenden Welle statt und trägt deshalb zu PS und KS bei. Wegen der wandernden Welle (2,4) sind die Übergänge von oder nach dem Anteil (2,4) von PT und KT besonders ausgeprägt. Der transiente Übergang $C(PZ, PT)$ ist viel stärker als der stationäre Übergang $C(PZ, PS)$. Die Ursache dafür ist in den unterschiedlichen Wärmetransporten durch die stehenden und die transienten Wellen zu suchen. Beide Arten des Wärmetransports werden im nächsten Kapitel eigens untersucht.

Der Übergang $C(KS, PS)$ ist auch hier positiv für den Anteil (1,2); negativ ist er für den Anteil (2,4). Aus der Summe beider Übergänge ist zu ersehen, daß insgesamt ein Übergang von KS nach PS stattfindet. Zum gleichen Ergebnis kommt man, wenn man $[\hat{\omega}^* \hat{\tau}^*]$ qualitativ aus Abb. (16,17b) bestimmt.

d) Energiezyklus bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$; Orographie (1,2)

Der wohl interessanteste Fall dürfte jener bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ sein, da es sich um einen nichtperiodischen Fall handelt. Das nichtperiodische Verhalten kommt dem Verhalten der Atmosphäre

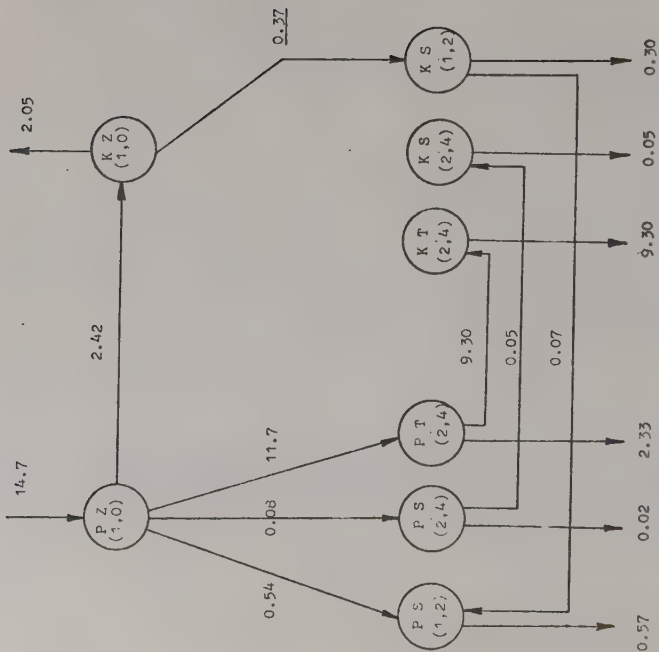


Abb. 27: Energiezyklus bei $h = 0.0189 \text{ KJ/te}$ mit Orographie (1,2) (Rossy-Zirkulation). Einheit 10^3 KJ/te .

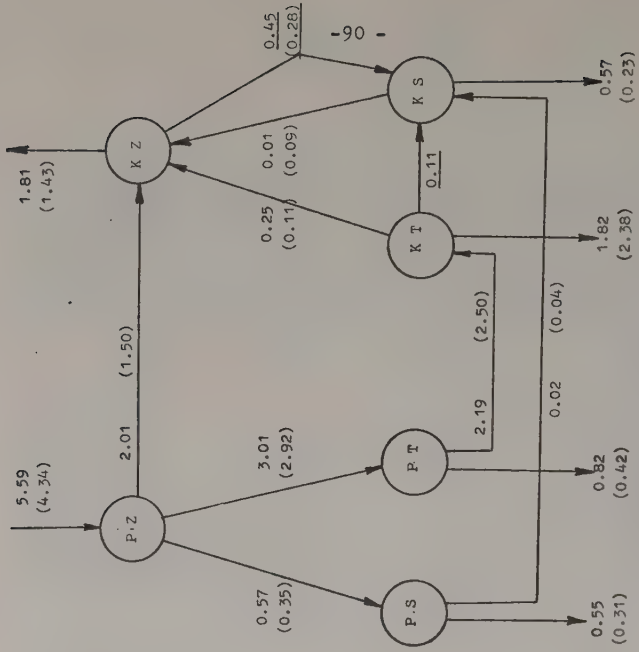


Abb. 28: Energiezyklus bei $h = 0.0147 \text{ KJ/te}$ mit Orographie (1,2) (nichtperiodische Zirkulation). Werte in Klammern sind von Kim (1973). Einheit 10^3 KJ/te .

sehr nahe. Abb.(28) zeigt den gesamten Energiezyklus. Hier sind nun auch die Übergänge $C(KZ,KT)$ und $C(KZ,KS)$ ungleich Null. Aus den Beträgen der Übergänge $C(PZ,PT)$ und $C(PZ,PS)$ sind die ungleichen Wärmetransporte aufgrund der transienten und der stehenden Wellen zu erkennen. $[\bar{\omega} \cdot \bar{\tau}]$, das für den Übergang $C(PS,KS)$ verantwortlich ist, ist aus den Abb.(18,19) nicht mehr so deutlich ablesbar, wie in den vorherdiskutierten Fällen. Das Ergebnis dargestellt in Abb.(28) stimmt recht gut mit den Ergebnissen von Kim (1973) überein. Kim erzielte seine Ergebnisse auch mit Hilfe eines quasi-geostrophischen Modells.

In Abb.(29) ist der spektrale Energiezyklus für den Fall $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ dargestellt. Im Zeitverlauf wurden eine kräftige wandernde Welle (1,4) mit sich nichtperiodisch ändernder Amplitude und eine schwächere wandernde Welle (2,4) festgestellt. Demzufolge sind die Energieübergänge nach den transienten Störungsanteilen (1,4) stärker als nach den Störungsanteilen (2,4). Im zeitlich gemittelten Zustand ist auch eine stehende Welle (1,2) zu beobachten, deshalb sind die stationären Energieübergänge (eingeklammerte Werte) nach den stationären Störungsanteilen (1,2) kräftig.

Die stationären Übergänge $C(KS,PS)$ besitzen in Abhängigkeit vom spektralen Anteil ein positives oder negatives Vorzeichen. Bei (1,2) ist auch hier $C(KS,PS)$ größer Null; bei (1,4) und (2,4) ist er kleiner Null. Insgesamt ergibt sich $C(KS,PS)$ zu einem Betrage kleiner null, d.h. es besteht insgesamt ein Energieübergang von PS nach KS. Dieses Ergebnis steht im Gegensatz zu den Ergebnissen für die Rossby- und die Hadley-Zirkulation. Es zeigt sich also, daß die Richtung des Energieübergangs zwischen PS und KS von der thermischen Zwangsfunktion h abhängt.

Besondere Beachtung verdienen die direkten Übergänge zwischen den einzelnen Störungsanteilen (1,2) - (2,2) - (1,4) der Energien. Es ist ein deutlicher Energieübergang in PE und KE von

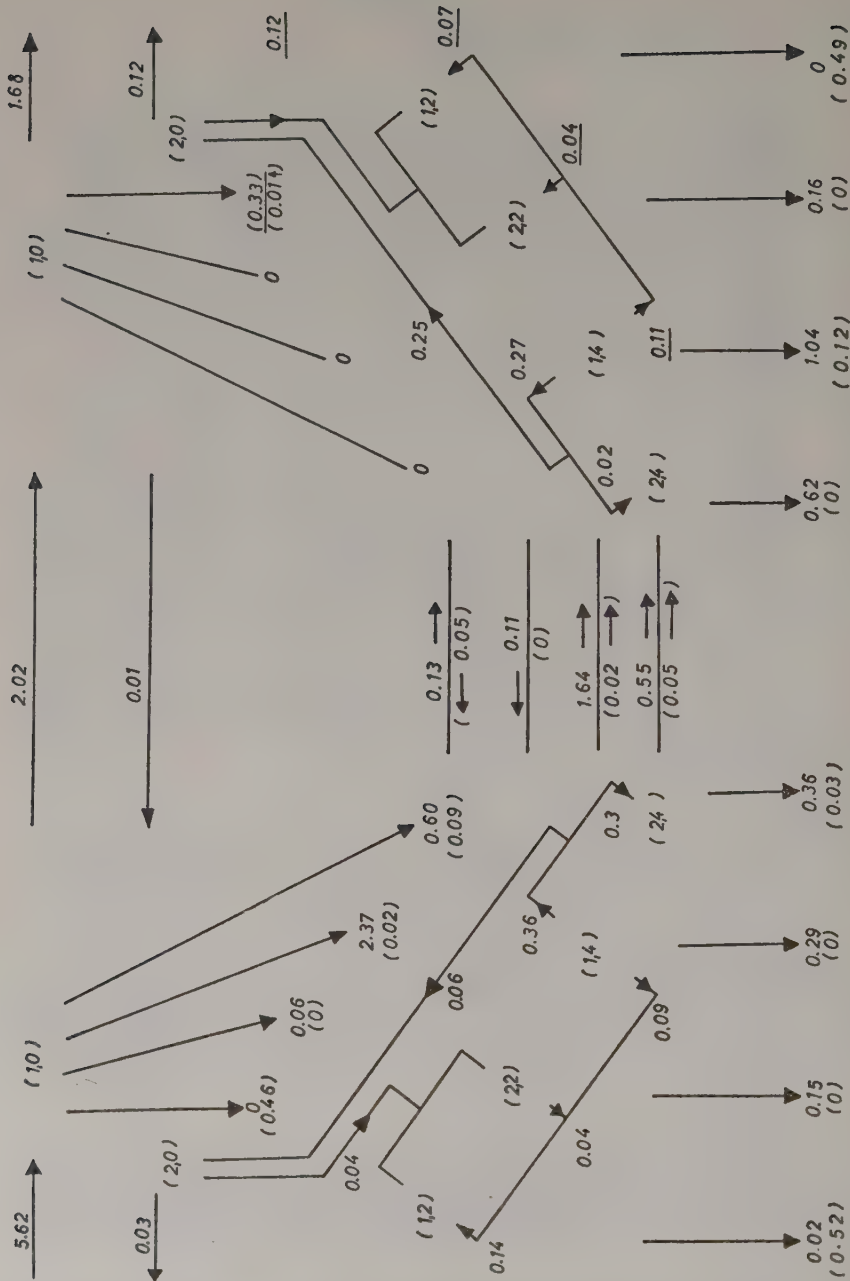


Abb.29: Spektraler Energiezyklus bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ mit Orographie (1,2); angegebene Werte sind die transienten Anteile, in Klammern stationäre Anteile, unterstrichene Werte sind Anteile aufgrund von "CB"-Übergängen. Einheit 10^{-5} KJ/ts .

der kürzeren Welle (1,4) (5000 km) zu der längeren Welle (1,2) (10 000 km) zu beobachten. Kubota(1959), Saltzman und Fleisher (1960), Saltzman und Teweles (1964), Miegheem (1960,1973) und Borisenkov (1971) beobachteten in der Atmosphäre einen Energieübergang von den langen Wellen ($\approx$ 5000 km) zu den ultralangen Wellen (größer als 8000 km). Gambo (1965) und Simons (1970) kamen an Hand von Modellrechnungen zu diesem Ergebnis. Dennoch können die Ergebnisse der vorliegenden Arbeit nur mit großer Zurückhaltung mit diesen Ergebnissen verglichen werden, da im vorliegenden Modell zu wenig Wellenzahlen berücksichtigt sind.

Für die anderen Zirkulationsformen, Hadley-, Rossby- und Vacillationzirkulation ergibt sich, daß die direkten Übergänge identisch Null sind.

e) Energiezyklen bei $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$; unterschiedliche Orographie

Mit dem Zeitmodell wurde bei $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ mit verschiedenen Orographien gerechnet. Dabei wurde in Abhängigkeit von der Orographie Hadley-, Vacillation- und nichtperiodische Zirkulation festgestellt. Befand sich die Orographie auf (1,2) oder (2,2), so waren wandernde Wellen (1,4) und (2,4) vorhanden; es zeigte sich eine nichtperiodische Zirkulation. Von der Orographie (1,2) bzw. (2,2) wird eine stehende Welle (1,2) bzw. (2,2) erzwungen. Diese stehenden Wellen können in direkte Wechselwirkung mit (1,4) treten, wie aus dem Energieübergangsschema Abb.(21) ersichtlich ist. In den Versuchen zeigt sich nichtperiodische Zirkulation nur dann, wenn direkter Energieaustausch zwischen (1,2) - (2,2) - (1,4) stattfindet. Als Beispiel für einen Fall, bei dem diese direkten Übergänge identisch Null sind sei der Fall $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ ohne Orographie genannt. Es entstehen zwei vacillierende Wellen (1,2) und (2,4). Die Zirkulationsform ist Vacillation.

Ist die Orographie auf (1,4) oder (2,4) so wurde im ersten Fall eine Vacillation ("Schwappen") und im zweiten eine Hadley-

Zirkulation beobachtet. Dies kann man vermutlich damit erklären, daß die auf (1,4) bzw. (2,4) erzwungenen stehenden Wellen ein Entstehen von wandernden Wellen (1,4) bzw. (2,4) verhindern. Somit könnte im einen Fall das Hin- und Herschwappen der Welle und im anderen Fall die Hadley-Zirkulation erklärt werden. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine kennzeichnende Eigenschaft der nichtperiodischen Zirkulation ist, daß die direkten Energieübergänge zwischen den einzelnen Störungsanteilen von PE und KE vorhanden sind.

4) Energiebeträge für verschiedene Versuche

Zur vollständigen Beschreibung des Energiezyklus gehört auch die Angabe der Energiebeträge. In Tab.(9) sind die spektralen Energiebeträge für Versuche mit und ohne Orographie bei $h = 0.0115 \text{ KJ/ts}$ (a), $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ (b) und $h = 0.0189 \text{ KJ/ts}$ (c) gezeigt.

In allen drei Fällen ist PZ und KZ für den Fall ohne Orographie im äußeren System größer als bei Anwesenheit von Orographie. Durch die Orographie werden im inneren System stehende Wellen erzeugt. Vermittels dieser stehenden Wellen findet ein Wärmetransport statt. Dieser Wärmetransport reduziert den meridionalen Gradienten der Temperatur. Das bedeutet, daß PZ geringer wird und daß die Stärke des zonalen Grundstromes abnimmt. Letzteres hat zur Folge, daß KZ schwächer wird. In allen drei Fällen ist dieses an PZ, PE, KZ und KE zu erkennen.

Im Hadley-Fall (a) ist eine stehende Welle (1,2) vorhanden und demzufolge auch PS(1,2) und KS(1,2). Im Rossby-Fall (c) waren eine stehende Welle (1,2) und eine transiente Welle (2,4) mit starker Amplitude zu beobachten. Deshalb sind hier PS und KS von (1,2) und PT und KT von (2,4) ungleich Null. Im nichtperiodischen Fall (b) waren wandernde Wellen (2,2),

	mit Orographie	ohne Orographie		mit Orographie	ohne Orographie
PZ (10)	154	213	KZ (10)	32	44
PZ (20)	-	-	KZ (20)	-	-
PS (12)	1	-	KS (12)	1	-
PS (22)	-	-	KS (22)	-	-
PS (14)	-	-	KS (14)	-	-
PS (24)	-	-	KS (24)	-	-
PT (12)	-	-	KT (12)	-	-
PT (22)	-	-	KT (22)	-	-
PT (14)	-	-	KT (14)	-	-
PT (24)	-	-	KT (24)	-	-
PZ	154	213	KZ	32	44
PE	1	-	KE	1	-
P	155	213	K	33	44
K + P	188	257			

$$(K + P) \text{ (ohne Orographie)} - (K + P) \text{ (mit Orographie)} = 69$$

a)

	mit Orographie	ohne Orographie		mit Orographie	ohne Orographie
PZ (10)	204	246	KZ (10)	45	116
PZ (20)	-	-	KZ (20)	1	-
PS (12)	4	-	KS (12)	2	-
PS (22)	-	-	KS (22)	-	-
PS (14)	-	-	KS (14)	-	-
PS (24)	-	-	KS (24)	-	-
PT (12)	-	-	KT (12)	-	-
PT (22)	1	-	KT (22)	2	-
PT (14)	2	-	KT (14)	12	-
PT (24)	2	1	KT (24)	24	7
PZ	204	246	KZ	46	116
PE	9	1	KE	40	7
P	213	247	K	86	123
K + P	299	370			

$$(K + P) \text{ (ohne Orographie)} - (K + P) \text{ (mit Orographie)} = 71$$

b)

	mit Orographie	ohne Orographie		mit Orographie	ohne Orographie
PZ (10)	229	246	KZ (10)	50	116
PZ (20)	-	-	KZ (20)	-	-
PS (12)	4	-	KS (12)	2	-
PS (22)	-	-	KS (22)	-	-
PS (14)	-	-	KS (14)	-	-
PS (24)	-	-	KS (24)	1	-
PT (12)	-	-	KT (12)	-	-
PT (22)	-	-	KT (22)	-	-
PT (14)	-	-	KT (14)	-	-
PT (24)	16	15	KT (24)	172	169
PZ	229	246	KZ	50	116
PE	20	15	KE	176	169
P	249	261	K	226	285
K + P	475	546			

$$(K + P) \text{ (ohne Orographie)} - (K + P) \text{ (mit Orographie)} = 71$$

c)

Tab.9: Energiebeträge für verschiedene Versuche, ²(a) $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$, (b) $h = 0.0147 \text{ Kj/ts}$ und (c) $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$. Einheit in 10^6 J/m^2 . Orographie (1,2).

(1,4) und (2,4) zu erkennen. Die entsprechenden PT und KT Anteile sind deshalb auch besetzt.

In den Fällen (b) und (c), wenn also transiente Wellen anwesend sind, werden die KT Anteile und etwas schwächer die PT Anteile verstärkt durch die Orographie. Dies ist im Falle (b) besonders ausgeprägt (nichtperiodische Zirkulation). Im Rossby-Fall (c) ist dies nicht so gravierend.

In allen drei Versuchen ist der Differenzbetrag zwischen Gesamtenergie ohne Orographie und Gesamtenergie mit Orographie gleich, dabei ist die Gesamtenergie ohne Orographie dem Betrage nach größer. Zusammenfassend kann gesagt werden, daß bei Anwesenheit von Orographie die zonalen Anteile PZ und KZ abgeschwächt werden und die Störungsanteile PE und KE verstärkt werden.

Als Vergleich zu Tab.(9) ist Tab.(10) angegeben. Aus dieser Tabelle sind die Ergebnisse aus Energieberechnungen unter Berücksichtigung von Orographie von Kim (1973) und die in der

	PZ	PE	KE	KZ
Kim (1973)	363	5	13	81
diese Arbeit	204	9	40	46
Oort (1964)	400	150	70	80
Krueger (1965)	272	73	95	95
Dutton (1967)	295	80	70	80

Tab.10: Vergleich berechneter Energiebeträge in 10^4 J/m^2 verschiedener Autoren.

Atmosphäre beobachteten Werte von Oort (1964), Krueger (1965) und Dutton (1967) für die Nordhemisphäre zu ersehen. Ein Vergleich mit gemessenen atmosphärischen Daten kann nur zeigen,

ob Teilaspekte richtig verarbeitet sind. Parallelen beweisen nicht, daß das Modell in seiner Gesamtheit die Atmosphäre richtig modelliert. PE wird, wie aus Tab.10 ersichtlich ist, von quasi-geostrophischen Modellen sehr ungenau nachmodelliert. PZ, KE und KZ zeigen nicht allzu große Abweichungen.

VII Der meridionale geostrophische Wärmetransport

In diesem Kapitel wird der Einfluß der Orographie auf den meridionalen geostrophischen Wärmetransport untersucht. Transiente und stehende Wellen bewirken einen Wärmetransport. Der transiente und der stationäre Anteil des Wärmetransports werden getrennt untersucht.

Der Gesamtwärmetransport läßt sich in drei Teile aufspalten: in den Transport durch die Grundströmung, in jenen, der durch die stationären Störungen verursacht wird (ST-Transport) und in jenen, für den die transienten Störungen zuständig sind (TR-Transport). Die Untersuchung der einzelnen Anteile soll in diesem Kapitel in Abhängigkeit vom äußeren System vorgenommen werden. Dabei werden die Ergebnisse des stationären Modells benutzt, da nur geringe Abweichungen zu den Ergebnissen des Zeitmodells festgestellt wurden.

1) Definitionen

In Kapitel I ist mit Gleichung (18) eine allgemeine Gleichung für zeitlich gemittelte ortsabhängige Produktgrößen angegeben. Sie gilt entsprechend für den TR- und ST-Transport. Mit Hilfe dieser Gleichung läßt sich der ortsabhängige Wärmetransport durch die transienten und stationären Wellen bestimmen. Der über den Kanal und zeitlich gemittelte geostrophische Wärmetransport ist zu berechnen durch

$$\overline{[V_g T]} = \frac{2f_0}{R} \overline{\left[\frac{\partial \psi}{\partial x} \varepsilon \right]} = L_x L_y^2 \frac{2f_0}{R} \sum_{j,k=1}^{10} \overline{\psi_j} \varepsilon_k b_{kj}$$

Dabei zerfällt $\overline{\hat{v_g T}}$ in:

$$\overline{\hat{v_g T}} = \overline{\hat{v_g}} \overline{\hat{T}} + \overline{\hat{v'_g}} \overline{\hat{T'}} + \overline{\hat{v_g^*}} \overline{\hat{T^*}} + \overline{\hat{v'_g^*}} \overline{\hat{T'^*}}$$

Die ersten beiden Terme auf der rechten Seite sind in geostrophischen Modellen identisch Null. Der dritte Term repräsentiert den Wärmetransport durch die stehenden Wellen und der letzte Term gibt den Wärmetransport durch die transienten Wellen an. In spektraler Darstellung ergibt sich:

$$\overline{\hat{v_g^*} \hat{T^*}} = L_x L_y^2 \frac{2f_0}{R} \sum_{j,k=3}^{10} \overline{\psi_j} \overline{\varepsilon_k} b_{kj} \equiv \text{SM-Wärmetransport}$$

$$\overline{\hat{v'_g^*} \hat{T'^*}} = L_x L_y^2 \frac{2f_0}{R} \sum_{j,k=3}^{10} \overline{\psi'_j} \overline{\varepsilon'_k} b_{kj} \equiv \text{TR-Wärmetransport}$$

Damit lassen sich die über den Kanal und zeitlich gemittelten Anteile, TR und ST, des Wärmetransports bestimmen.

2) Der ortsabhängige, zeitlich gemittelte Wärmetransport

a) Der Wärmetransport bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$; Orographie (1,2)

In Abb.(30) ist der ortsabhängige TR- und ST-Wärmetransport bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ dargestellt. Wie in Kap.III aus den Abb. (5,8,17) zu ersehen ist, ist der Gesamtwärmetransport für diese Rossby-Zirkulation von zonaler Struktur. Auch der TR-Transport Abb.(30b) zeigt diese Verteilung. Der ST-Transport ist wie zu erwarten von meridionaler Struktur. Als Vergleich zu Abb.(30)

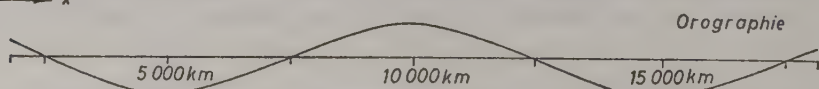
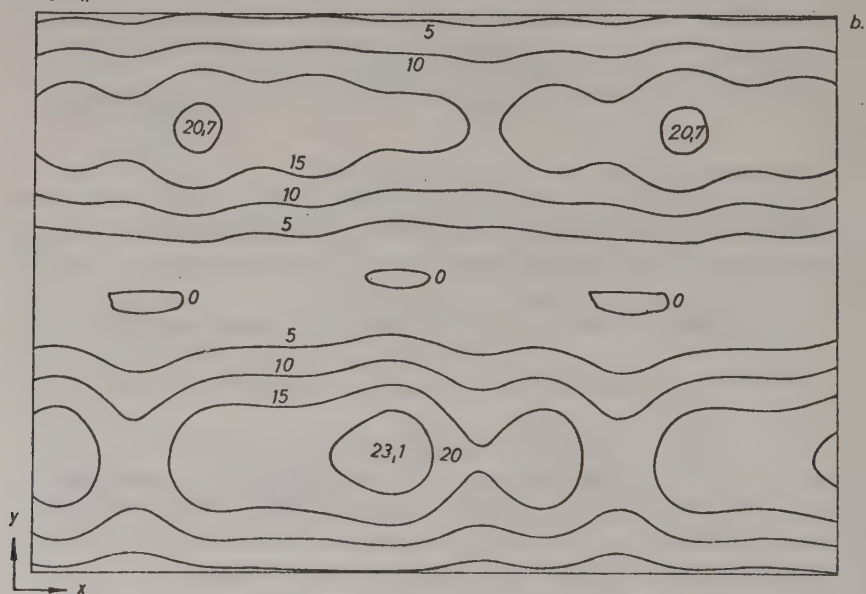
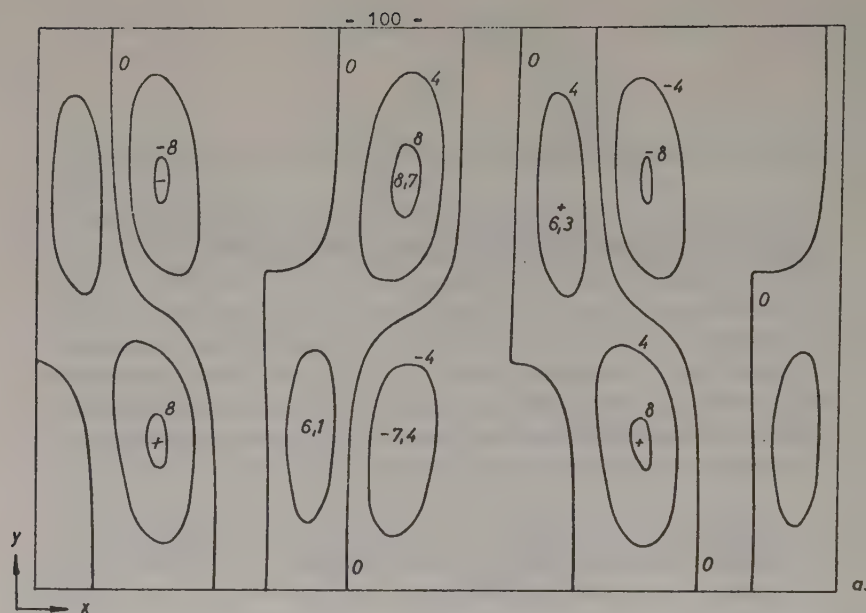


Abb. 30: Stationärer ST-Wärmetransport (a) und TR-Transport (b) in $^{\circ}\text{C m/s}$ bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$; Orographie (1,2).

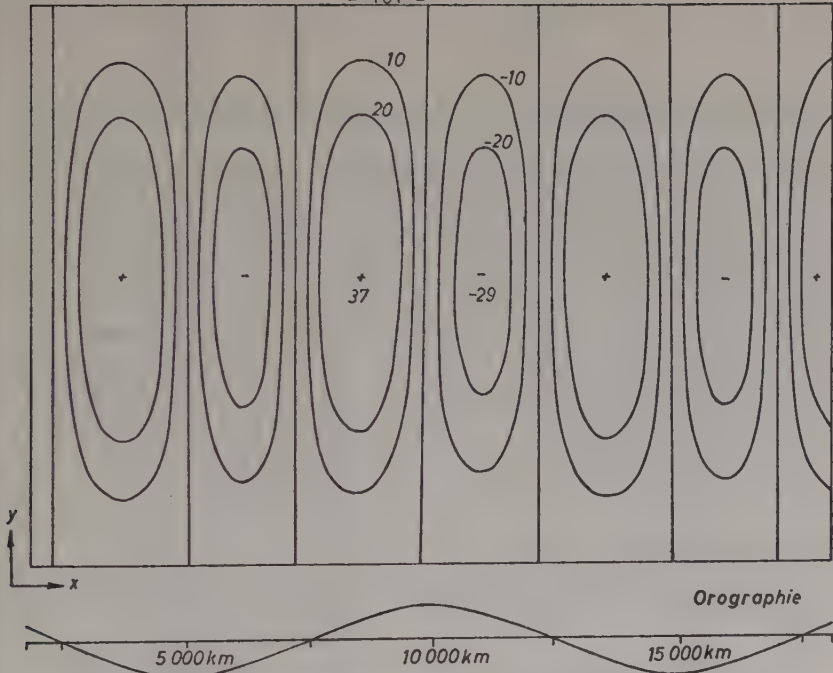


Abb.31: Stationärer Wärmetransport in $^{\circ}\text{C m/s}$ mit Orographie (1,2) ohne transiente Wellen bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$.

ist Abb.(31) zu betrachten; es ist ein Versuch bei $h = 0.0189 \text{ Kj/ts}$ mit Orographie, bei dem aber keine wandernden Wellen vorhanden waren, es handelt sich also um eine Hadley-Zirkulation. Aus Abb.(7) ist zu erkennen, daß es über dem Berg kalt ist, d.h. $\overline{T^*} < 0$. Aus Abb.(15) ist zu entnehmen, daß vor dem Berg $\overline{v_g^*} < 0$ und nach dem Berg $\overline{v_g^*} > 0$. Daraus ergibt sich die in Abb.(31) dargestellte Verteilung des ST-Wärmetransports ($\overline{v_g^* \cdot T^*}$). Die Temperaturkurve in Abb.(7b) zeigt an, daß das Minimum der Temperatur nicht in der Mitte des Berges liegt, sondern etwas nach Westen verschoben ist. Deshalb ist das Maximum des ST-Transports vor dem Berg dem Betrage nach größer als das Minimum nach dem Berg.

Aus Abb.(30a,b) ist der Effekt der stehenden Wellen auf den TR-Wärmetransport und der Effekt der transienten Wellen auf den ST-Transport abzulesen.

b) Der Wärmetransport bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$; Orographie (1,2)

In Abb.(32) ist der ST- und TR-Wärmetransport bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$ dargestellt. Aus Abb.(18,19) ist zu entnehmen, daß die Maxima und Minima des Geopotentials südlich der Kanalmitte angesiedelt sind. Die stärksten $\overline{v_g^*}$ und ebenfalls die größten Temperaturunterschiede treten dort auf, wo sich die Maxima und Minima des Geopotentials befinden. Deshalb sind nun auch die Maximalwerte des Gesamtwärmetransports südlich der Kanalmitte zu finden (Abb.19). Die stehende Welle ist südlich der Kanalmitte stärker ausgeprägt als nördlich dieser Linie. Demzufolge sind auch die Maxima und Minima des ST-Transports (Abb.32a) südlich der Kanalmitte anzutreffen. Auch für den TR-Transport, der in Abb.(32b) dargestellt ist, gilt dieses. Zusammenfassend kann man sagen, daß die maximalen Werte des ST- und des TR-Transports von gleicher Größenordnung sind. Es ergeben sich zusätzlich aber auch kräftige negative ST-Transportwerte.

c) Der Wärmetransport bei $h = 0.0115 \text{ KJ/ts}$; Orographie (1,2)

In Abb.(14) ist bereits der Wärmetransport bei $h = 0.0115 \text{ KJ/ts}$ angegeben. Es war ein Hadley-Fall, es waren also keine transienten Wellen anwesend. Deshalb ist der in Abb.(14) dargestellte Gesamtwärmetransport identisch mit dem ST-Transport. Auch hierbei ist wieder die meridionale Struktur erkennbar. Für diesen Hadley-Fall ist die Diskussion ähnlich zu führen, wie dies zu Abb.(31) in (a) bereits gemacht wurde.

3) Der orts- und zeitunabhängige Wärmetransport

Nachdem in Abschnitt 2 dieses Kapitels der ortsabhängige und zeitlich gemittelte meridionale Wärmetransport bei verschiedenen äußeren Systemen untersucht worden ist, soll abschließend noch untersucht werden, von welchem Betrage die über den Kanal gemittelten ST- und TR-Transporte in Abhängigkeit vom äußeren System sind.

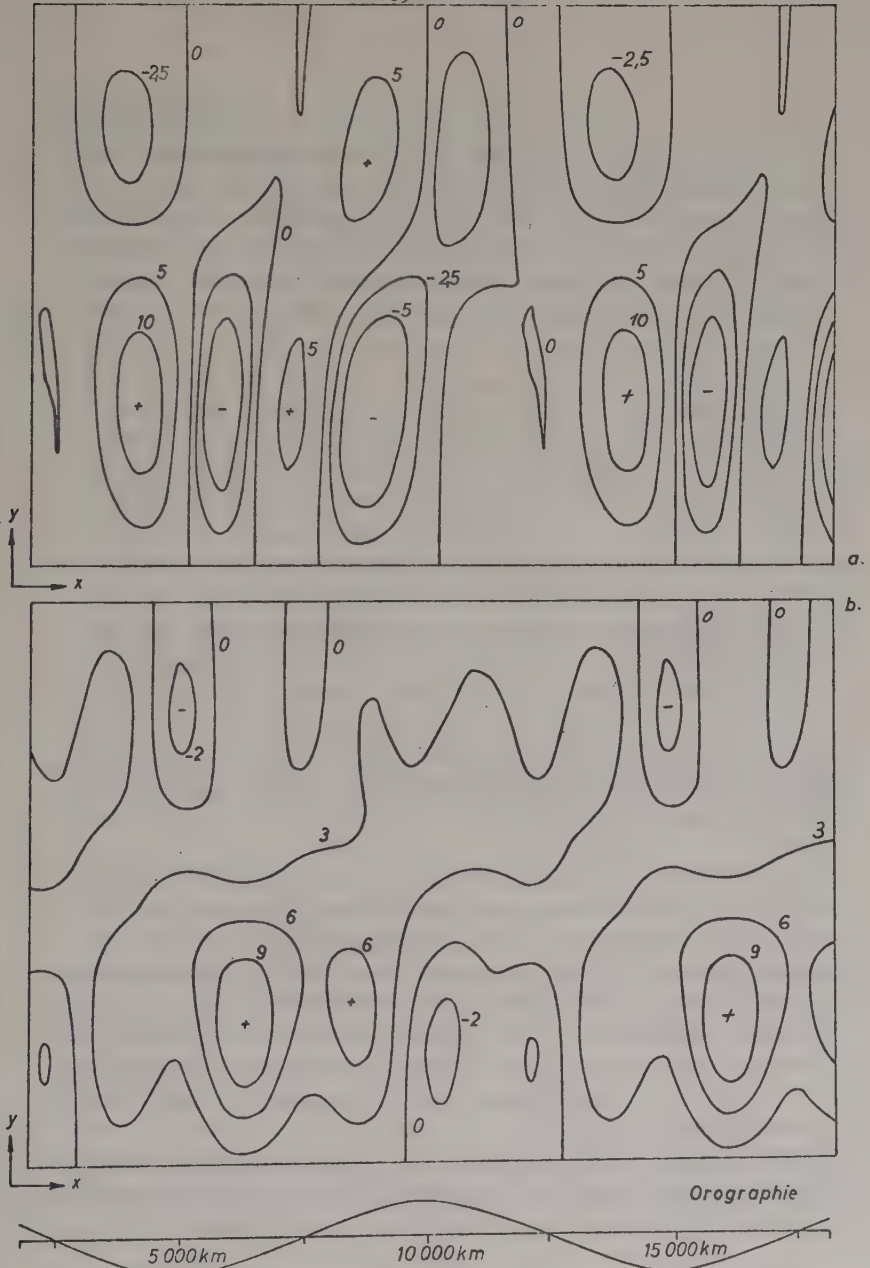


Abb.32: Stationärer ST-Wärmetransport (a) und TR-Wärmetransport (b) in $^{\circ}\text{C m/s}$ bei $h = 0.0147 \text{ KJ/ts}$; Orographie (1,2).

In Tab.(11) sind die orts- und zeitunabhängigen geostrophischen ST- und TR-Transporte angegeben bei verschiedenen äußeren Systemen. Im Falle $h = 0.0115 \text{ Kj/ts}$ findet ohne Orographie geostrophischer Wärmetransport nicht statt, da sich bei dieser thermischen Zwangsfunktion im inneren System eine Hadley-Zirkulation zeigte. Vorhanden ist aber schwacher ageostrophischer Wärmetransport. Mit Orographie ist schwacher Wärmetransport über

h in Kj/ts	0.0115	0.0147	0.0173	0.0189
VT (ST)	0.118	0.396	0.336	0.363
VT (TR)	0.0	2.100	6.123	8.951
VT(TR) + VT(ST)	0.118	2.496	6.459	9.314
VT keine Orographie	0.0	0.351		8.377
VT mit Orographie, keine wandernden Wellen	0.118			2.182

Tab.11: Stationärer über den Kanal gemittelter geostrophischer Wärmetransport, Orographie (1,2), Einheit $^{\circ}\text{C m/s}$. VT(ST) Wärmetransport aufgrund der stehenden Wellen, VT(TR) Wärmetransport aufgrund der transienten Wellen.

die stehenden Wellen vorhanden. In den anderen Versuchen übernehmen die transienten Wellen den starken notwendigen Wärmetransport. Wird die thermische Zwangsfunktion erhöht, so bedeutet dies, daß der meridionale Gradient der Strahlungsgleichgewichtstemperatur verstärkt wird. Die stehenden und die transienten Wellen müssen mehr Wärme von den warmen zu den kalten Gebieten transportieren. Im vorliegenden Modell wird diese Aufgabe vor allem von den transienten Wellen übernommen, sofern transiente Wellen vorhanden sind. Dabei ist für den ST-Transport eine Abhängigkeit von h nicht festzustellen. Sind aber nur stehende Wellen vorhanden, so müssen diese die Transportaufgabe übernehmen und die ST-Transporte sind von h abhängig.

Schlußbemerkung

Abschließend sei noch eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Arbeit gegeben.

- 1) Mit Hilfe des stationären Modells können Klimate des inneren Systems in Abhängigkeit vom äußeren System berechnet werden. In Abhängigkeit von der Orographie und der Solarstrahlung zeigen sich im inneren System Hadley-, Rossby-, Vacillation- und nichtperiodische Zirkulation. Bei allen Zirkulationsmustern mit Ausnahme der nichtperiodischen Zirkulation ist Klimasimulation mit Hilfe des stationären Modells (21) möglich. Bei der nichtperiodischen Zirkulation müssen die dritten Momente, die im Zeitmodell zu berechnen sind, berücksichtigt werden, um eine Lösung des stationären Modells zu bekommen. Zur Berechnung der Klimate muß aber leider das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems untersucht werden. Nur bei der Zirkulationsform der Hadley-Zirkulation ist dies nicht notwendig.
- 2) Das Klima (der stationäre Zustand) berechnet mit Hilfe des stationären Modells ist nur wenig verschieden vom Klima (zeitlich gemittelter Zustand) berechnet mit Hilfe des Zeitmodells, das auf den gleichen Gleichungen basiert, wie das stationäre Modell. Die großräumigen Strukturen der beiden Klimate sind sehr ähnlich. Die Amplituden des Geopotentials und der Temperatur sind im zeitlich gemittelten Zustand stärker als im stationären Zustand.
- 3) Klimaänderung ist bei allen Zirkulationsmustern mit Hilfe des stationären Modells beschreibbar. Ist ein Klima des inneren Systems bei einem bestimmten äußeren System bekannt, so läßt sich mit Hilfe des stationären Modells ein anderes Klima bei einem anderen äußeren System berechnen, ohne das zeitlich veränderliche Verhalten des inneren Systems bei dem neuen äußeren System zu untersuchen.

Herrn Professor Dr. G. Hollmann und Herrn Professor Dr. J. Egger sei abschließend für die freundliche Förderung dieser Arbeit gedankt.

Verzeichnis der verwendeten Symbole

Ψ	Stromfunktion in $m^2 s^{-1}$
$\bar{\Psi}$	vertikales Mittel der Stromfunktion
ε	vertikale Scherung der Stromfunktion
ϕ	Geopotential
ζ	Vorticity
$\mathcal{J}(a, b) = \frac{\partial a}{\partial x} \frac{\partial b}{\partial y} - \frac{\partial b}{\partial x} \frac{\partial a}{\partial y}$	Jacobioperator
$\vec{v}$	horizontaler Windvektor im p-System
h	thermische Zwangsfunktion in Kj/ts (Kilojoule pro Tonne und sec.)
ω_2	generalisierte Vertikalbewegung im p-System in 500 mb
p	Druck
p_B	Abweichung des Bodendrucks von der 1000 mb Fläche aufgrund von Orographie
$p_2 = 500$ mb	
$\beta = \frac{\partial f}{\partial y} = 1,62 \cdot 10^{-11} s^{-1} m^{-1}$	
$f_0 = 10^{-4} s^{-1}$	Coriolisparameter
$A = 0,5 \cdot 10^5 m^2 s^{-1}$	Diffusionskoeffizient
g	Erdbeschleunigung
τ	Schubspannung
$G_2 = 2,81 \cdot 10^{-6} m^4 s^2 kg^{-2}$	statische Stabilität
$R = 287,04 m^2 s^{-2} grd^{-1}$	Gaskonstante für trockene Luft
$k = 3,0 \cdot 10^{-6} s^{-1}$	Koeffizient der Bodenreibung
$k_1 = 0,5 \cdot 10^{-6} s^{-1}$	Koeffizient der inneren Reibung
$\nu = 0,8$	Absorptionsfähigkeit der Atmosphäre für langwellige Strahlung
$\sigma = 5,667 \cdot 10^{-8} kg s^{-3} grd^{-4}$	Stefan-Boltzmann-Konstante
$\lambda^2 = \frac{2 f_0^2}{\sigma_2 p_2^2}$	

$T_m = 259^{\circ}\text{K}$ Mitteltemperatur in 500 mb

$c_p = 10^3 \text{ m}^2 \text{ s}^{-2} \text{ grad}^{-1}$ spezifische Wärme bei konstantem Druck

$L_x = 20\,000 \text{ km}$ Länge des betrachteten Kanalintervalls

$L_y/2 = 8\,500 \text{ km}$ Kanalbreite

$\left. \begin{array}{l} a_n^2 \\ c_{njl} \\ b_{jn} \\ g_n^2 \end{array} \right\}$ Definition s. Seite 15 und 17

$\delta_{mn} \equiv 1$ für $m = n$ und 0 für $m \neq n$; Kroneckersymbol

$B = \bar{B} + B'$

$\bar{B} = \frac{1}{t} \int_a^t B \, dt$ Zeitmittel

B' Abweichung vom Zeitmittel

$[B] = \frac{1}{L_x} \int_0^{L_x} B \, dx$ Zonalmittel

B^* Abweichung vom Zonalmittel

$\hat{B} = \frac{1}{L_y} \int_0^{L_y} B \, dy$ Breitenmittel

P verfügbare potentielle Energie

K kinetische Energie

$\left. \begin{array}{l} KZ \\ KE \\ KS \\ KT \\ PZ \\ PE \\ PS \\ PT \end{array} \right\}$ Definition s. Seite 77

$C(a,b)$ Energieübergang von Energieform a nach Energieform b

$CB(a,b)$ Energieübergang von Energieform a nach Energieform b
aufgrund der unteren Randbedingung (Orographie)

Literaturverzeichnis

BPA	Beiträge zur Physik der Atmosphäre
JAM	Journal of Applied Meteorology
JAS	Journal of Atmospheric Science
JGR	Journal of Geophysical Research
JM	Journal of Meteorology
JMSC	Journal of the Meteorol. Soc. Japan
MWR	Monthly Weather Review
PAG	Pure and Applied Geophysics
PMG	Papers in Meteorology and Geophysics
QJRMS	Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society
TE	Tellus

- Barrett, U., 1961: Some applications of harmonic analysis to the study of the general circulation: III, BPA 34, 167-197
- Berkofsky, L., 1952: Stationary mountain perturbations, JM 9, 72-75
- Bolin, B., 1950: On the influence of the earth's orography on the general character of the westerlies, TE 2, 184-195
- Borisovskov, E.P., 1971: Energetics of the general circulation of the atmosphere, in: General circulation of the atmosphere, Jerusalem 1971, 76-94
- Brown, J.A., 1969: A numerical investigation of hydrodynamic instability and energy conversions in the quasi-geostroph. atmosphere II, JAS 26, 366-375
- Bryan, K., 1959: A numerical investigation of certain features of the general circulation, TE 11, 163-174
- Charney, J.G. and Eliassen, A., 1949: A numerical method for predicting the perturbation of the middle latitude westerlies, TE 1, 38-54

- Charney, J., 1959: On the general circulation of the atmosphere, in: The atmosphere in sea and motion, New York 1959, 178-193
- Charney, J. and Drazin, P.G., 1961: Propagation of planetary scale disturbances from the lower into the upper atmosphere, JGR 66, 83-109
- Derome, J.F., 1968: The maintenance of the time-averaged state of the atmosphere, Nat. Science Foundation, Grant No GA - 841, Washington 1968
- Dickinson, R.E., 1969: Theory of planetary wave-zonal flow interaction, JAS 26, 73-81
- Fischer, G., 1968: On the generation of quasi-geostrophic waves by mountains. Numerical experiments with a barotropic model, Proc. WMO/IUGG Sympos. Tokyo, II, 41-50
- Fischer, G. and Renner, V., 1971: Numerical and analytical studies on the energy conversions in baroclinic model, JAS 28, 512-522
- Fisher, W. and Wiin-Nielsen, A., 1971: On baroclinic instability of ultra-long waves, TE 23, 269-284
- Dutton, J.A. and Johnson, D.R., 1967: The theory of available potential energy and a variational approach to atmospheric energetics, Adv. in Geophysics 12, 333-436
- Edelmann, W., 1971: Zur Behandlung der Orographie in numerischen Vorhersagemodellen, Annalen der Meteorologie Nr. 5, 45-51
- Edelmann, W., 1972: Numerische Experimente mit einer gebirgsüberschreitenden barotropen Strömung, BPA 45, 196-229
- Fultz, D. et al., 1959: Studies of thermal convection in a rotating cylinder with some implications for large scale atmospheric motion. Met.Mor. No 21, Vol. 4
- Gambro, L., 1965: The energy exchange between the zonal flow and the eddies. Proc. of the Internat. Symp. Moscow 1965, 152-167
- Green, J.S.A., 1970: Transfer properties of the large scale eddies and the general circulation of the atmosphere, QJRMS 96, 157-185

- H i d e , R., 1969: Some laboratory experiments on free thermal convection in a rotating fluid, in: The global circulation of the atmosphere, Corby G.A., London 1969, 196-221
- H o l o p a i n e n , E.O., 1970: An observational study of the energy balance of the stationary disturbances in the atmosphere, QJRMS 96, 626-644
- J u l i a n , P.R. et al., 1970: On the spectral distribution of large-scale atmospheric kinetic energy, JAS 27, 376-387
- K a o , S.K. and W e n d e l l , L., 1970: The kinetic energy of the large-scale atmospheric motion in wavenumber-frequency space: In northern hemisphere, JAS 27, 359-387
- K a s a h a r a , A., 1966: The dynamical influence of orography on the large scale motion of the atmosphere, JAS 23, 259-271
- K a s a h a r a , A. and W a s h i n g t o n , W.M., 1967: NCAR global general circulation model of the atmosphere, MWR 95, 389-402
- K a s a h a r a , A. and W a s h i n g t o n , W.M., 1971: General circulation experiments with a six layer NCAR model, including orography cloudiness and surface temperature calculations, JAS 28, 657-701
- K i m , J.W., 1973: The influence of large scale topography on thermally forced planetary circulations, Los Angeles 1973
- K r u e g e r , F. et al., 1965: Computations of atmospheric energy and its transformations for the northern hemisphere for a recent five-year period, MWR 93, 227-238
- K u b o t a , S., 1959: Numerical analysis of the energetical structure of the atmosphere over the northern hemisphere, PEG 10, 1-33

- F u r i h a r a , Y., 1970: A statistical dynamical model of the general circulation of the atmosphere, JAS 27, 847-870
- K u o , H.L., 1956: Forced and free meridional circulation in the atmosphere, JM 13, 561-572
- L a n d s b e r g , H., 1958: Physical climatology, Pennsylvania 1958
- L i l l y , D.K., 1965: On the computational stability of numerical solutions of time dependent nonlinear geophysical fluid dynamical problems, MWR 93, 11-26
- L o r e n z , N., 1963a: Deterministic nonperiodic flow, JAS 20, 130-141
- L o r e n z , N., 1963b: The mechanics of vacillation, JAS 20, 448-464
- L o r e n z , N., 1964: The problem of deducing the climate from the governing equations, TE 16, 1-23
- L o r e n z , N., 1965: Climatic determination, Met. Mon. 8, 1-3
- L o r e n z , N., 1966: Nonlinearity, weather prediction and climate deduction, Massachusetts Institut of Technology Contract No AF 19(628) - 2409, 1966
- L o r e n z , N., 1967: The nature and theory of the general circulation of the atmosphere, WMO - No 218 TE 115
- M a g a t a , M., 1958: On the topographical effects upon the perturbations of the middle latitude westerlies, PMG 8, 25-38
- M a n a b e , S. and T e r p s t r a , T.B., 1974: The effects of mountains on the general circulation of the atmosphere as identified by numerical experiments, JAS 31, 3-42
- M i e g h e m , V., 1960: Zonal harmonic analysis of the northern hemisphere geostrophic wind field, Helsinki 1960
- M i e g h e m , V., 1973: Atmospheric energetics, Oxford 1973

- Leintz, Y., 1965: Very long-term global integration of the primitive equations of atmospheric motion, WMO Technical Note No 66, 141-167
- Murakami, T., 1956: The topographical effect upon the stationary upper flow pattern, PMG 7, 69-89
- Murakami, T., 1967: Vertical transfer of energy due to stationary disturbances induced by topography diabatic heat sources and sinks, JMSC 45, 205-230
- Oort, A., 1964: On estimates of the atmospheric energy cycle, MWR 92, 483-493
- Oort, A., 1970: The observed annual cycle in the meridional transport of atmospheric energy, JAS 28, 325-338
- Oort, A., 1971: Atmospheric circulation statistics, Rockville 1971
- Reixoto, J.P., 1960: Hemispheric temperature conditions during the year 1950, Sci. Report No 4 Contract AF 19(604) - 6108 Mass.Inst. of Technology
- Phillips, N.A., 1956: The general circulation of the atmosphere. A numerical experiment, QJRM 82, 123-164
- Quinet, A., 1973a: The structure of nonlinear processes, TF 15, 536-544
- Quinet, A., 1973b: Nonlinear mechanisms in a non-conservative quasi-geostrophic flow which possesses 30 degrees of freedom, TF 15, 545-559
- Quinet, A., 1974: Numerical study of vacillation, Advances in Geophysics 17, 101-186
- Robert, A.J., 1968: Integration of spectral barometric model for global 500 mb, MWR 96, 83-85
- Saltzman, B. and Fleisher, A., 1960: The exchange of kinetic energy between larger scales of atmospheric motion, TF 12, 374-377
- Saltzman, B., 1963: A generalized solution for the large scale, time-average perturbation in the atmosphere, JAS 20, 226-235

- S a l t z m a n , B. and T e w e l l e s , 1964: Further statistics on the exchange of kinetic energy between harmonic components of the atmospheric flow, TE 16, 432-435
- S a l t z m a n , B., 1965: On the theory of the winter-average perturbations in the troposphere and stratosphere, MWR 93, 195-211
- S a l t z m a n , B., 1968: Surface boundary effects on the general circulation and macroclimate: a review of the theory of the quasi-stationary perturbations in the atmosphere, Met.Mon. No 8
- S a l t z m a n , B. and V e r n e k a r , A.D., 1971: An equilibrium solution for the axially symmetric component of the earth's macroclimate, JGR 76, 1498-1524
- S a n k a r - R a o , M., 1965a: Finite difference model for the stationary harmonics of atmospheric motion, MWR 93, 213-224
- S a n k a r - R a o , M., 1965b: Continental elevation influence on the stationary harmonics of the atmospheric motion, PAG 60 No 1, 141-159
- S c h e l l , I., 1961: Recent evidence about the nature of climate changes and its implications in solar variation, climatic change and related geophysical problems, Boston 1961, 251-270
- S c h m i d t , F., 1971: Entwurf eines Modells zur allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre und Simulation klimatologischer Strukturen, Bonner Meteorologische Abhandlungen 16
- S i m o n s , T.J., 1970: The nonlinear dynamics of cyclone waves, Colorado State University Fort Collins 1970
- S m a g o r i n s k y , J., 1963: General circulation experiments with the primitive equation, I. The basic experiment, MWR 91, 99-165

- S t a f f M e m b e r s o f Academia Sinica, 1958:
On the general circulation over Eastern
Asia III, TE 10, 299-312
- S t a r r , V.P. and W a l l a c e , J.M., 1964: Me-
chanics of eddy processes in the tro-
pical toposphere, PAG 58, 118-144
- T r u m b o w e r , G.C., 1972: General Circulation
with a two level quasi-geostrophic mo-
del including nonlinear interaction bet-
ween two waves and the mean flow,
Naval Postgraduate School, Monterey Cali-
fornia 1972
- Y o u n g , J.A., 1968: Comparative properties of some
time differencing schemas for linear and
nonlinear oscillations, MWR 96, 557-564

Lebenslauf

Am 20.12.1942 wurde ich, Klaus-Peter Hoinka, als Sohn des Berufsoffiziers Alfred Hoinka und seiner Ehefrau Ilse in Berlin geboren. Von 1949 bis 1954 besuchte ich die Volksschule in Berlin, Bremen und München. Danach trat ich in München in die Rupprecht-Oberrealschule ein und legte 1964 dort die Reifeprüfung ab. Anschließend studierte ich in München drei Semester Germanistik und Geschichte. 1966 wechselte ich die Studienrichtung und studierte Meteorologie. Das Studium endete 1971 mit der Diplomprüfung an der Universität München. Bis Ende 1971 war ich als wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Meteorologie der Forstlichen Forschungsanstalt beschäftigt. Seither bin ich am Institut für Theoretische Meteorologie in München als Verwalter einer wissenschaftlichen Assistentenstelle beschäftigt.

